



TITLE:

ガモフ・テラー巨大共鳴の直接陽
子崩壊(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

秋宗, 秀俊

CITATION:

秋宗, 秀俊. ガモフ・テラー巨大共鳴の直接陽子崩壊. 京都大学, 1995, 博士(理学)

ISSUE DATE:

1995-07-24

URL:

<https://doi.org/10.11501/3105550>

RIGHT:

学位申請論文

秋宗 秀俊

ガモフ・テラー巨大共鳴の
直接陽子崩壊

秋宗 秀俊

Abstract

Spin-isospin excitations in ^{208}Bi have been investigated using the $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)^{208}\text{Bi}$ reaction at and near $\theta \approx 0^\circ$ at $E(^3\text{He})=450$ MeV. The microscopic structure of the Gamow-Teller resonance (GTR), the isobaric analog state (IAS), and the spin-flip dipole ($\Delta L=1$) resonance (SDR) in ^{208}Bi has been studied by observing their direct proton decays to the low-lying neutron-hole states in ^{207}Pb . Decay protons were measured at backward angles in coincidence with tritons detected at and near 0° . The proton decays of the GTR and SDR have been measured successfully for the first time. The total branching ratio for proton decay from the GTR is determined to be only $4.9 \pm 1.3\%$. The total branching ratio for proton decay from the SDR amounts to $14.1 \pm 4.2\%$. Our data for the total widths of the GTR and IAS as well as for the total and partial proton escape widths are compared with theoretical estimates obtained in the framework of the continuum Tamm-Dancoff approximation.

目次

1	序論	1
1.1	スピン・アイソスピン励起	1
1.2	巨大共鳴の崩壊	2
1.3	GTR からの陽子崩壊	5
1.4	特徴	6
2	実験	8
2.1	加速器	8
2.2	スペクトログラフ Grand-Raiden	8
2.3	焦点面 MWDC	10
2.4	SSD (Solid State Detector [Si(Li)])	11
2.5	測定回路系	12
2.6	コインシデンス	13
2.7	データ収集系	14
3	データ解析	15
3.1	MWDC の位置情報	15
3.2	スペクトログラフのエネルギー校正	20
3.3	t 粒子のエネルギーと散乱角	21
4	実験結果	25
4.1	共鳴への反応断面積	25
4.2	陽子崩壊巾の決定	26
4.3	誤差の評価	29
4.4	入射エネルギー 450 MeV での ($^3\text{He}, t$) 反応の反応機構	30
4.4.1	超前方での反応断面積	30
4.4.2	反応機構	31
4.4.3	^{208}Bi の IAS、GTR の Fermi 遷移強度と Gamow-Teller 遷移強度	33
5	理論との比較	34
5.1	陽子崩壊巾	34
6	結論	37

1 序論

1.1 スピン・アイソスピン励起

重い原子核に対する、高エネルギー荷電交換反応の前方測定では、Gamow-Teller 巨大共鳴 (GTR)、Isobaric Analog 共鳴 (IAR) が、顕著なピークとして観測される。これらの二つの強く励起される共鳴状態は、一粒子一空孔状態のコヒーレントな励起の典型的な例である。図 1 に、 $E_{\alpha_{He}} = 450$ MeV で測定された $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, t)$ 反応のエネルギースペクトルを示す。励起エネルギー 15.6 MeV と 15.2 MeV に GTR と IAS が強く励起されていることがわかる。

GTR は理論的には 1963 年に藤田、藤井、池田 [1, 2] らにより Gamow-Teller β 崩壊強度のクエンチングを説明するためにその存在が予想された。実験的には、1975 年にミシガン大学のグループによる、入射陽子エネルギー 35 MeV での $^{90}\text{Zr}(p, n)$ 反応により発見された [3]。歴史的には、1962 年に、Cu、Pb、U をターゲットとして Harwell で行われた 143 MeV での (p, n) 反応のスペクトル [4] に GTR のバンプを見いだすことが出来るが、当時、GTR の存在は理論的にも予想されておらず、IAS のピークであると解釈された [5]。その後、1980 年代になって 100 MeV を越える (p, n) 反応の 0° 測定により、スピン・アイソスピン励起が、際だって選択的に励起されることがわかり、インディアナ大学サイクロترون施設を用いての系統的な研究がなされた [6, 7, 8, 9, 10, 11]。その結果、実験的に測定された GTR の励起強度は、単純な藤田らによる和則 ($\sum B(GT) = 3(N-Z)$) [1] と比較すると、軽核から重い核にかけて和則の 50% ~ 60% しかないということが明らかになった [12]。

この測定結果をめぐる様々な議論の結果、

1. 乱雑位相近似 (RPA) に、二粒子二空孔状態までの励起を取りこんだ GT 強度の分布の計算により [13, 14, 15, 16]、(p, n) 反応で目立ったピークとして観測される GTR の中心部より高い励起エネルギー領域に GT 強度がテールのように分布するということが示唆された。実験的には、このような高い励起エネルギーの領域には準弾性散乱やほかの巨大共鳴などの影響が強く、この様なテール部分の GT 遷移強度を引き出すことは非常に困難である。したがって、GTR の

GT 強度を実験的に決めようとしても、得られるエネルギースペクトルからは、GTR 中央部の GT 強度の寄与だけを評価することとなり、クエンチして見える。

2. 励起エネルギー 300 MeV の Δ 励起との結合により、GT 遷移強度がクエンチしている [17]。

という二つの解釈が提唱されている。

核子-核散乱では、GT 遷移は有効核力の項のうち $V_{\sigma\tau}$ 項を通じて励起される。この励起は $\Delta S=1$ 、 $\Delta T=1$ 、 $\Delta L=0$ と特徴づけられる。角運動量移行が伴わない励起なので、運動量移行が最小の時、すなわち 0 度で散乱断面積は最大となる。一方核力の V_{τ} 項を通じて励起される Fermi 遷移は $\Delta S=0$ 、 $\Delta T=1$ 、 $\Delta L=0$ と特徴づけられ、 $V_{\sigma\tau}$ による励起と同様に 0 度で反応断面積は最大となる。

有効核力の理論 [18, 19] によれば、 $V_{\sigma\tau}$ は核子あたり 100 MeV から 400 MeV まで平坦なエネルギー依存性を持つが、 V_{τ} は、核子あたり 100 MeV まで急速に減少する (図 2)。このことを象徴的に示す図を図 3 [20] に示す。 $^{14}\text{C}(p,n)^{14}\text{N}$ 反応の入射エネルギー依存性を示しており、純粋な GT 遷移である状態 ($E_x = 3.95$ MeV) の散乱断面積に規格化すると、純粋な Fermi 遷移である状態 ($E_x = 2.31$ MeV) の散乱断面積は、核子あたり 60 MeV から 160 MeV にかけて急速に減少する。また、核子あたりの入射エネルギーが 100 MeV を越えると、インパルス近似の描像がよく成り立ち、反応機構は直接過程が支配的になり単純になるとされている。同様に $(^3\text{He}, t)$ 反応のような複合粒子の (p, n) 型反応においても、核子あたり 100 MeV を越える入射エネルギー領域では、直接過程が支配的になる [21]。

したがって、入射エネルギーが 100/A MeV 以上での電荷交換反応の測定は、Gamow-Teller 励起の研究に適した方法であるといえる。これまで、Gamow-Teller 励起は様々な荷電粒子ビーム (^3He 、 ^6Li 、 ^{12}C 、 ^{16}O) などを用い、 (p, n) 反応では達し得ない高分解能測定という利点を生かして研究がなされてきたが、それらは、100 MeV/A 以下の入射エネルギーで行われてきた [22, 23, 24, 25, 26, 27]。

1.2 巨大共鳴の崩壊

巨大共鳴は、励起エネルギーが約 10 MeV から約 20 MeV で数 MeV の巾を持つ核の共鳴状態である。殻模型に基づく微視的核構造論の立場

から見ると、巨大共鳴は粒子-空孔状態のコヒーレントな和であると理解できる。

励起された巨大共鳴はその巾の大きさが示すように急速に緩和する。それは、一粒子-一空孔状態の励起エネルギーが粒子崩壊の閾値を越えているため、強い相互作用により粒子崩壊するためである。

粒子崩壊による巨大共鳴の緩和過程には次のような二つの過程が考えられる [28, 29]。

1. 直接崩壊

巨大共鳴を構成する一粒子-一空孔状態の粒子を放出することにより一空孔状態へ崩壊する。励起に関与した粒子がそのまま放出されるので、直接崩壊と呼ばれ、その巾はエスケープ巾 (escape width Γ^{\uparrow}) と呼ばれる。

2. 統計的崩壊

巨大共鳴が二粒子-二空孔状態以上のより複雑な状態と結合して、粒子崩壊する。このような場合、非常に準位密度が高い多粒子-多空孔状態へと崩壊する。したがって、崩壊過程は統計的性質を示す。その巾はスプレディング巾 (spreading width Γ^{\downarrow}) と呼ばれる。

共鳴の全巾 (Γ) は、エスケープ巾、スプレディング巾の和、

$$\Gamma = \Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow} \quad (1)$$

で表せる。

直接崩壊過程は励起された一粒子の放出による崩壊である。一方、統計崩壊は、統計モデル [30] でよく説明できる。統計モデルでは、無数にある多粒子-多空孔状態を連続な状態密度として取り扱い崩壊の確率を得る。統計的崩壊過程での陽子崩壊はクーロン障壁によって抑制される。特に、重い原子核の場合、高いクーロン障壁により陽子崩壊が強く抑制されるため、統計崩壊は主に中性子崩壊によって起こる。

図 4 に励起エネルギーによる崩壊モードの競合を統計モデルで計算した例 [31] を示す。この図からも明らかなように、励起エネルギーが粒子崩壊の閾値を越えると、核力と電磁相互作用の差により、急速に γ 崩壊が抑制されることがわかる。さらに、励起エネルギーが中性子崩壊の閾値を越えると、中性子崩壊が主な崩壊過程になることがわかる。

巨大共鳴の、一空孔状態への直接崩壊の様式を研究することにより、共鳴の微視的構造に関する情報が得られる。すなわち、粒子崩壊の測定

により、共鳴を構成する一粒子一空孔状態の強度に関する情報を得ることが出来る。さらに、高エネルギー分解能による測定を行えば、各々の一空孔状態に対して独立にこのような情報を得ることが出来る。このように、粒子放出による巨大共鳴の直接崩壊の測定は、微視的核構造論の描像と非常に直接的に結びついており、実験結果と理論計算との比較が明確に行える。また、各一空孔状態毎に崩壊巾が分かれるので、巨大共鳴の崩壊を記述する微視的核構造理論に、非常に強い制限を与えることが出来る。

巨大共鳴の崩壊の先駆的な仕事は、光吸収により励起された、 ^{40}Ca の quadrupole 巨大共鳴 (GQR) からの陽子崩壊、 α 粒子崩壊の測定 [32] である。80 年代になると、同時計測に有利な連続ビームの出る電子加速器が建設され、光子吸収反応による巨大共鳴の粒子崩壊の研究が盛んに行われた。

光子吸収による励起は、ハドロンビームを用いるよりも、

1. 相互作用がよく知られていること、
2. 多段階過程などのバックグラウンドが少ない、

などの点でハドロンビームを用いるよりも有利である。一方ハドロンビームを用いる利点は、入射粒子、散乱粒子のスピン、アイソスピン、入射エネルギーを適切に選ぶことにより、選択的に励起のチャンネルを選べる点である。

例えば、 (α, α') 反応は入射粒子、散乱粒子が $S=0$ 、 $T=0$ なので、 $\Delta S=0$ 、 $\Delta T=0$ モードを選択的に励起し、 (π^\pm, π^0) 反応の場合は、入射粒子、散乱粒子が $S=0$ 、 $T=1$ なので、 $\Delta S=0$ 、 $\Delta T=1$ モードを選択的に励起する。このような観点から、 $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha' n)$ 反応による monopole 巨大共鳴、quadrupole 巨大共鳴の中性子直接崩壊過程の研究が行れた [33, 34, 35]。しかし、中性子崩壊は、直接崩壊と統計崩壊が競合するため、これらを分離することは容易ではなかった。一方、 (p, n) 型の荷電交換反応により励起された巨大共鳴は、陽子粒子一空孔状態のコヒーレントな和であると理解できる。このような荷電交換反応によって励起される巨大共鳴の陽子崩壊は、先に述べたように陽子放出による統計崩壊がクーロン障壁により強く抑制されるので、直接崩壊過程であるといえる。このように、直接崩壊と統計崩壊が陽子崩壊と中性子崩壊に明確に分離できるのが (p, n) 型の荷電交換反応より励起された巨大共鳴の崩壊過程の特徴である。

1.3 GTR からの陽子崩壊

入射 ${}^3\text{He}$ ビームエネルギー 450 MeV での (${}^3\text{He}, t$) 反応は、Gamow-Teller 状態の励起のような、 $\Delta S=1$ 、 $\Delta T=1$ 励起に有効である。 $({}^3\text{He}, t)$ 反応では $\Delta S=1$ 、 $\Delta T=0$ モードも禁止遷移ではないが、 (p, n) 反応と同様に入射エネルギーを選べば、 $\Delta S=1$ 、 $\Delta T=1$ 励起をより強く励起できる。また、反応の運動量移行量を選べば、角運動移行量 $\Delta L=0$ の Gamow-Teller 状態や、 $\Delta L=1$ の spin dipole 状態の励起を選択的に励起できる。

現在までのところ、GTR の陽子崩壊巾の測定を行うという試みは、オランダ・グローニンゲンで Gaarde *et al.* により行われた $E_{\text{He}} = 81$ MeV での ${}^{208}\text{Pb}({}^3\text{He}, tp)$ 反応の測定が一例 [36] 報告されているのみである。彼らの報告によると、GTR の陽子崩壊の分岐比がほぼ 100% とされている。一方、同時に測定された IAS からの陽子崩壊の分岐比はほぼ 60% である。

IAS からの中性子崩壊は、アイソスピン選択則から強く禁止されているため [37]、クーロン力によるアイソスピン対称性の破れの範囲でしか中性子崩壊出来ない。このように、中性子崩壊への統計的緩和が抑制されていることが、共鳴の全巾が 232 keV という非常に狭い値になっている理由といえる。一方、GTR の陽子崩壊の分岐比が全巾のほぼ 100% であり、IAS よりも分岐比が大きいと言うことは、通常では考えられない。しかし、continuum 乱雑位相近似 (RPA) による理論計算によると、IAS の陽子崩壊巾はよく再現されているが、GTR の陽子崩壊の分岐比は数%から 10%程度と見積もられている [38, 39, 40, 41, 42]。これらの理論予測は、この実験結果と大きく食い違っている。

実験的には、IAS はこのエネルギー領域では強く励起され、しかも巾は 200 keV 程度と狭いため IAS からの陽子崩壊のバックグラウンドの差し引きには問題がない。また IAS の中性子崩壊巾も実験的に測定されており [37]、陽子崩壊とコンシステントな結果である。すなわち、全巾は、陽子崩壊巾と、中性子崩壊巾との和、

$$\Gamma = \Gamma^{\downarrow} + \Gamma^{\uparrow}$$

で表される。

これらの実験結果は ${}^3\text{He}$ 粒子の入射エネルギーが核子あたり 27 MeV/A で得られたものである。このエネルギー領域では、GTR が十分励起されるとは考えられない。また、反応機構も複雑であると考えられる。数 MeV 程度の幅を持つ GTR からの陽子崩壊を、共鳴を経由しない $({}^3\text{He}, dp)(d, t)$

反応などの多段階過程からの寄与によるバックグラウンドから差し引くことは困難で、信頼するに足る結果とは言えない。また、近年ミシガン州立大学において $E_{\text{Li}}=100 \text{ MeV/A}$ での $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ 反応を用いた GTR からの陽子崩壊巾の測定が試みられつつある [43]。この反応の特徴は、入射粒子、散乱粒子のスピンの、パリティがそれぞれ 1^+ と 0^+ なので $\Delta S=1$ 、 $\Delta T=1$ の励起が選択的に励起される点である。しかしながら、現在のところ散乱角に対する角度分解能が十分でなく、散乱角 0 度近傍での測定でも spin dipole、spin quadrupole 共鳴などの有限散乱角で極大となる巨大共鳴からの寄与が大きく GTR からの陽子崩壊巾を決定するにいたっていない。

そこで、今回 450 MeV の $(^3\text{He}, t)$ 反応を用いて、低エネルギーでの実験結果の検討も意図し、閉殻の核で、かつ、実験、理論とも多くの蓄積がある ^{208}Pb をターゲットとして、 ^{208}Bi の GTR からの陽子崩壊巾を測定した。

1.4 特徴

$(^3\text{He}, tp)$ 反応を用いた、本研究の実験的特徴を以下に示す。

1. 核子あたり 150 MeV/A の入射エネルギーでは反応機構が単純である。
2. 非常に少ないビームバックグラウンドで測定できる。
3. 荷電粒子を検出するので、 (p, n) 反応測定では得られない高エネルギー分解能測定により、 ^{207}Pb の中性子空孔状態を分離特定できる。
4. GTR を強く励起できるエネルギー領域で測定した。
5. 反応断面積が (p, n) 反応に比べて大きい。
6. 測定効率が (p, n) 反応に比べて非常に高い。
7. 運動量移行量が最小となり、角運動量移行 ($\Delta L=0$) の反応を選択的に測定できる角度である 0 度で測定した。

などである。 (p, n) 反応は、GTR を励起する入射粒子として、反応機構が複合粒子を用いる $(^3\text{He}, t)$ 反応に比べ、より単純であると予想される。しかし、 (p, n) 反応は、原理的には測定効率 100 %である電磁石スペクトロメータに比べ反応後の中性子が電氣的に中性であるため、測定効率が

大幅に劣る。また、飛行時間測定によってエネルギーの測定を行うので、エネルギー分解能を上げるためには、飛行距離を長くする必要があり、立体角が非常に小さくなる（例えば、120 MeV 中性子に対して、150 keV のエネルギー分解能を得るには、飛行距離 100 m が必要で、係数効率×立体角は、 5×10^{-6} sr [44]）。一方、荷電粒子を電磁石スペクトロメータで測定する場合立体角は、 1.6×10^{-3} sr）。してがって、(p,n) 反応では、崩壊粒子の高分解能同時計測はほとんど不可能であると言える。

2 実験

2.1 加速器

実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) リングサイクロトロン加速器施設で行った。図 5 に加速器施設の全体図を示す。PIG イオン源で作られた $^3\text{He}^{++}$ 粒子は、まず AVF サイクロトロンで 90.1 MeV まで加速された。AVF サイクロトロンから引き出された $^3\text{He}^{++}$ 粒子はビーム搬送系によりリングサイクロトロンに導かれ、さらに 450 MeV まで加速され、測定器のある WN 実験室に搬送された。このリングサイクロトロン加速器の大きな特徴は、

- フラットトップキャビティと呼ばれる高エネルギー分解能ビームを得るための装置、
- ビームハローを少なくするため、ビーム搬送系に一切スリットを設置せずに測定装置まで、ビームを導く、

である [45]、この加速器は本実験の目的のように高エネルギー分解能、低バックグラウンドが必要な場合に適した特徴を有している。ターゲット上でのビームの諸条件を以下に示す。

- ビーム強度：3 nA
- エネルギー分解能：200 keV
- ビームサイズ：縦 1 mm 横 1 mm

2.2 スペクトログラフ Grand-Raiden

散乱された t 粒子のエネルギーはスペクトログラフ Grand-Raiden で測定した。スペクトログラフの構造を図 6 に示す。スペクトログラフの基本性能を表 1 [46] に示す。

これらの基本性能のうち、特に本実験で重要なのは運動量分解能及び最大磁気剛性である。450 MeV での $(^3\text{He}, t)$ 反応を本実験のような高分解能で測定できる装置は、世界的にみても他に類がない。

本実験でのシングル $(^3\text{He}, t)$ の反応の測定でのスペクトログラフの設定は、

- 角度設定：-0.3 度（中心軌道）
- 立体角：縦 $\pm 20\text{mr}$ 横 $\pm 20\text{mr}$
- D1、D2 磁場：1.8T

である。図 6 に示すように、散乱角 0 度での ($^3\text{He}, t$) 反応を測定するため ^3He ビームを直接スペクトログラフ内に導いた。電氣的に絶縁された銅ブロックのビームストッパーを D1 磁石内に設置し、入射した ^3He ビームを止めた。この銅ブロックにビーム荷電量積算計をつなぎ、入射したビーム量を計測した。一方、荷電交換 ($^3\text{He}, t$) 反応後の t 粒子を、スペクトログラフで運動量を分析し、焦点面の粒子検出器で位置を検出した。

スペクトログラフの焦点面には 2 面の 5mm 厚の粒子識別用プラスチックシンチレータと、3 面が一体となった MWDC カウンタが 2 台設置された。これらの焦点面検出器で焦点面を通過した t 粒子の、位置及び角度を計測し、 t 粒子のエネルギーを決定した。

散乱槽内には崩壊陽子のエネルギー測定用に、8 つの SSD 半導体検出器 (Solid State Detector [Si(Li)]) を後方角度に設置した。SSD の厚さはそれぞれ 5 mm、有効面積は 400 mm^2 であった。入射ビームに対し、 $\theta=132^\circ$ 、 157° に 4 つずつ水平面に対し 45° 、 135° 、 225° 、 315° の角度で設置した。ターゲットからの距離は前方側が 90 mm、後方側が 110 mm である。8 つの立体角をあわせると 4π の 3.3% である。

スペクトログラフの角度の設定は、測定バックグラウンドがもっとも少なくなるように 0° からずらして設定した。このバックグラウンドはビームのハロー成分がビームストッパーのエッジによって散乱されることによると推定される。またこのように若干 0 度からずらしておくことにより、3 章でも示すが 0 度と有限角での散乱を同時に測定することができた。

立体角は横方向に関してはスペクトログラフのアクセプタンスが実験的に保証されている広さである $\pm 20\text{ mr}$ とし、縦方向もこれと同じ $\pm 20\text{ mr}$ とした。スペクトログラフの性能上は縦方向を最大 $\pm 70\text{mr}$ まで測定できるが、 0 度散乱では有限角度散乱の測定の場合と異なり、いずれの方向も軸対称なので横方向と同じ設定とした。450 MeV の t 粒子を測定するための磁場強さは約 1.8 T である。これは、スペクトログラフの設計値の限界に相当する。

3 章で詳しく述べるが、ターゲットフォイルでの電子捕獲反応による $^3\text{He}^+$ がスペクトログラフ焦点面のの端に同時に入るように、スペクトログラフの磁場を設定し、 $^3\text{He}^+$ と t 粒子を測定した。これは、 $^3\text{He}^+$ のエネ

ルギーがビームのエネルギーと同じであることを利用して、 $^3\text{He}^+$ をビームエネルギーのマーカースとして使うためである。

2.3 焦点面 MWDC

スペクトログラフ焦点面には粒子の飛程位置を検出する MWDC (Multi Wire Drift Chamber) を設置した。この検出器の位置情報を組み合わせて、焦点面での t 粒子の位置と入射角度を得た。MWDC の仕様を表 2 に示す。この MWDC は、一台で 2 面の有感面で構成されている。X 面は、焦点面に平行で散乱平面に平行な方向の位置情報が得られる。U 面は焦点面に平行で、X 方向にたいして $\pm 56^\circ$ の方向にワイヤーが設置されており、散乱平面に垂直な方向の情報が得られる。一台の MWDC はこれら 2 面からなる。2 台の MWDC を t 粒子の軌道方向に 25 cm の間隔をあけて設置した。焦点面の位置検出器として MWDC を用いる利点は、

1. 比較的簡単なアルゴリズムで高い位置精度が得られる。
2. 透過型の位置検出器なので、2 台の MWDC を用いることにより同時に入射角度もえられる。
3. X、U、V 面 各々で 1 粒子当たり 3 本から 5 本のワイヤーにヒットがあるので 1 本のワイヤーが数え落としをしてもその面単独で位置情報が得られる。
4. γ 線、中性子線に対しては、1 本のワイヤーにしかヒットがなく、荷電粒子との識別が容易で、バックグラウンドに強い。

ことである。粒子の位置の具体的な計算方法については後の章 3.1 で述べる。本実験の場合、透過型検出器であるため、

- ターゲット上でのビームのスポットを十分小さくすると、焦点面での軌道をターゲット上にトレースバックすることが出来る。これを利用して焦点面での粒子の位置及び角度から粒子のスペクトログラフへの入射角度を知ることができる。これにより、 t 粒子のスペクトログラフに入射する t 粒子のうち、超前方散乱を選択することが出来る
- 本実験のように 450 MeV 程度の t 粒子を測定するためには、スペクトログラフの D1、D2 電磁石は 1.8T と常伝導の限界近くまで励

磁する必要がある。このような場合、磁石ヨークの飽和の影響により設計通り焦点面で焦点が結ばず、1次元の情報だけでは十分なエネルギー分解能が得られない ($\Delta E = 1 \text{ MeV}$ 程度)。これを焦点面での粒子の位置及び角度の情報により補正し、高分解能が得られる ($\Delta E = 200 \text{ keV}$ 程度) ようにした。

ことなどである。

2.4 SSD (Solid State Detector [Si(Li)])

Gamow-Teller 巨大共鳴からの陽子崩壊測定のために散乱槽内にリチウムドリフト型 Si 検出器 (SSD) を設置した。使用した SSD の厚さは spin dipole 共鳴などの高励起状態からの陽子崩壊も測定できるように、30 MeV までの陽子を測定できるような厚さ (5 mm) とした。前方で大きくなる ^3He の弾性散乱や破砕反応の混入をさけるため、できるだけ後方に置いた (132° 、 157°)。これらの散乱角では、上記の反応の寄与は陽子崩壊過程に比べて十分小さく無視できる。したがって、粒子識別のための ΔE カウンターや、SSD を突き抜けるエネルギーの高い粒子を抑止するためのカウンターなどは不必要であった。

SSD のホルダーの概念図を図 7 に示す。ホルダーは 2mm 厚の銅板及び冷媒用のパイプからなる。ホルダーのパイプには SSD の熱雑音を低減しエネルギー分解能を向上させるため、散乱槽外部の冷却層から電動ポンプを用いて冷媒を循環させた。熱電対により SSD の温度と散乱層との温度差を測定し、冷却の効果をモニターした。またこの熱電対は、散乱槽を真空から大気圧に戻す際に SSD 表面に結露が起こらない温度に戻す際の温度モニターともなった。

ターゲットに SSD を近づけると立体角が大きくなるので計数効率をあげることができる。しかし、一般に SSD は高計数率に弱いとされ、時間当たりの計数率が 1 個あたり 10 kcps 程度を越えると極端に寿命が短くなるとされている。また計数率が高くなるとスペクトログラフとのチャンスコインシデンスが多くなり S/N 比が悪くなる。従って、SSD とターゲットの距離を最適化する必要がある。

中性子、 γ 線等によるターゲットに起因するバックグラウンドの量はビーム量に比例し、距離の自乗に反比例する。そこで、これらのバックグラウンドをテスト実験で算定し、SSD とターゲットの距離を決めた。一方ビームハローのようなビームの質に依存するバックグラウンドは、必

ずしも実験ごとに一定ではない。このようなバックグラウンドに対応するため、SSD ホルダーとターゲットとの距離を調節できるようにした。このようにして、係数率が一個の SSD あたり 5kcps 以下になるように調整した。

散乱槽内の電氣的雑音を防ぐため、ポリエチレンフィルムによりホルダーと SSD を電氣的に絶縁した。SSD の立体角はホルダーの幾何的形狀より求め、 α 線の収率とも比較した。常温での Am からの α 線 (5.4 MeV) によるテストではほぼ仕様通り約 60 keV のエネルギー分解能を得た。また冷却時には約 40keV となった。ターゲットにビームを照射すると、約 200 keV に分解能が低下した。分解能劣化の原因はビームに起因する電子、ガンマ線に SSD がさらされるために生じるノイズであると考えられる。

2.5 測定回路系

検出器信号 (トリガー) 及び位置検出器の情報の取り込みは NIM 規格および CAMAC 規格の回路系を用いた。次に示す条件でイベントの取り込みをおこなった。

- スペクトログラフ の焦点面検出器で t 粒子が検出される。(シングルイベント)
- 上記の条件を満たし、同時に散乱槽内の SSD が粒子を検出する。(コインシデンスイベント)

とした。

スペクトログラフ 焦点面カウンター回路系の模式図を図 8 に示す。シングルイベントのトリガーは、は スペクトログラフ 焦点面にある 2 面のシンチレータの両端の光電子増倍管 (PMT) すべてにパルスがあることを条件とした (event request)。このイベントトリガーのうち、データ取り込みによる不感時間中に起こったイベントは破棄し、残りの有感時間に起こったイベントトリガーを計算機に対するデータ取り込みトリガー (event accept) とした。このトリガーを条件に粒子識別用プラスチックシンチレータの ADC (Analog to Digital converter) のゲート信号 (200nsec 幅)、 t 粒子の飛行時間測定用タイミング用 TDC (Time to Digital converter) のスタート信号 (Common Stop mode)、及び MWDC カウンターのドリフト時間測定用の TDC のストップ信号 (Common Start mode) をつくった。

SSD の回路系を図 8 に示す。SSD 用の、プリアンプはエネルギー分解能を低下させる発振を防ぐために極力 SSD の 近くにおいた。プリアンプ

以外の SSD 用の回路は、実験室から約 100 m 離れた実験室地下の共同構においた。これは、ビーム照射中でも回路系の調整が出来るようにするためである。SSD に崩壊陽子の検出があったことを示すロジック信号はファストアンプとコンスタントフラクショナルディスクリミネーターの出力を用いた。陽子のエネルギーの閾値は ^{12}N の崩壊による陽子が測定出来るように 500 keV とした。この信号をタイミング用 TDC のストップ信号とした。また 8 つの SSD のロジック信号の OR 信号でスペクトログラフ とのコインシデンスをとるためのトリガーとした。アナログ信号はスペクトロスコープ・ディレイアンプ・アッテネータを介してピーク電圧感应型の ADC に入力した。

2.6 コインシデンス

スペクトログラフ焦点面カウンターのトリガーと SSD のトリガーの信号のコインシデンスと スペクトログラフ シングルのトリガーの扱いについて述べる。実験室でつくられた スペクトログラフ シングルトリガー信号はいったん地下共同構に送り、地下に置いた SSD 回路からのトリガーとコインシデンスをとった。コインシデンスした スペクトログラフ トリガーは実験室に再度送り計算機のデータ取り込みのトリガーとした。一方コインシデンスしなかった スペクトログラフ トリガーのうち、 $1/n$ はサンプルのためのシングルスイベントとしてデータ取り込みをおこなった。残りの $1 - 1/n$ は破棄した。 n は、1 から 1000 までの任意の値を選べる用に設計した。計算機の取り込みの不感時間が大きくなり過ぎない (20% 以下) 範囲で、シングルイベントも最大限取り込むようにした。これは、3章で示すように、ビームエネルギーの較正を行う際に必要であった。

ビーム強度は SSD の計数率で制限されていた。個々の SSD の計数率を 5 kcps 程度に制限するためには、ビーム強度は 2 nA から 3 nA にする必要があった。このときの ($^3\text{He,t}$) シングルのスペクトル測定トリガーは 400 cps 程度で、不感時間を上記の 20% 程度に押さえるために $1/2$ から $2/3$ のシングルイベントを破棄した。この条件ではコインシデンスのトリガーは 1cps 以下で、不感時間にはほとんど影響はなかった。

スペクトログラフ と SSD のコインシデンスのゲート幅は、チャンスコインシデンスを評価するため、ビームのバンチが 4 個入る幅 (500nsec) とした。これは、ビームのバンチに周期的な構造がないかどうかを確認するためである。また、チャンスコインのイベントは、測定器のバックグラウンドの差し引きに用いた。

図 9 に t 粒子と陽子のタイミングのスペクトルを示す。中央の目だったピークがプロンプトのコインシデンスイベントで、回りの小さなピークがチャンスコインシデンスによるバックグラウンドである。このようなバックグラウンドのプロンプトのコインシデンスイベントに対する比は約 $1/4$ 程度で、 ^{208}Pb の低励起の終状態にゲートをかけると、 $1/11$ 程度に改善した。すべてのコインシデンスのスペクトルはタイミングのスペクトルのプロンプトのコインシデンスイベントにゲートをかけて作ったスペクトルから、チャンスコインシデンスのイベントにゲートをかけて作ったスペクトルを差し引いて作った。このようなバックグラウンドの差し引きにより生じる誤差は、全体の統計誤差の 5% 以内であった。

コインシデンスのタイミング及び SSD 用回路の調整には、 $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{tp})^{11}\text{C}$ 反応を用いた。その理由は、

1. $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{tp})^{11}\text{C}$ 反応では、高い分岐比で ^{11}C の基底状態 ($3/2^-$) へ陽子崩壊するので、コインシデンスの収量が多い。
2. ^{11}C 原子核の陽子空孔状態のレベル間隔が広く、 $(^3\text{He},\text{tp})$ 反応の測定エネルギー分解能の確認が出来る。
3. $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{tp})^{11}\text{C}$ 、 $^{13}\text{C}(^3\text{He},\text{tp})^{12}\text{C}$ 反応を測定すると、広い領域で ($Q=0\text{MeV}$ から $Q=20\text{MeV}$) t 粒子のエネルギー校正ができる。

などである。図 12 に $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{tp})^{11}\text{C}$ 反応測定の結果得られた陽子崩壊のスペクトルを示す。

2.7 データ収集系

CAMAC 規格の回路系からのデータの取り込みには Los-Alamos で開発された Q-System を用いた。本実験で使用されたデータ収集系は、CAMAC クレートコントローラ、トリガモジュール、MBD11、VAX 4000 で構成されている。スペクトログラフ 焦点面検出器に関する CAMAC モジュールは実験室内のスペクトログラフ台車上に置き、SSD 用の CAMAC モジュールは地下共同溝に置いた。これらの回路を納めた 2 つのクレートを VAX、MBD11 からのばしたブランチケーブルでダイジェチェーンに結び、データを読み出した。

3 データ解析

オフラインのデータ処理には RCNP の計算機施設の SS4/2(Sun Microsystems SPARC2) 及び DEC VAX 4000 を用いた。VAX での解析には Q-System のオフライン解析用のライブラリを用いた。Sun でのデータ処理には CERN Library [48] のヒストグラムライブラリ PAW を用い、これに Q-System のデータフォーマットを読み込むルーチンと、ゲート、解析パラメータ等を読み込むルーチンを書き加えた。

オンラインのデータから、最終的なヒストグラムを得る処理ルーチンは VAX と Sun のシステムでの移植性を重視して、同じソースコードを用いることができるようにした。また後に述べるように $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, t)^{208}\text{Bi}$ 反応による Gamow-Teller 巨大共鳴 (GTR) と isobaric analog 状態 (IAS) のピークフィットによる分離には CERN Library のフィットルーチン (MINUIT) [48] を用いた。

3.1 MWDC の位置情報

本実験で必要とされる焦点面検出器の位置精度は単純に考えると、100 keV のエネルギー分解能を得るには、450 MeV の t 粒子に対して 3 mm 程度の位置分解能で十分である。しかしながら、後に述べるように焦点面での粒子の入射角度の情報を用いて、エネルギー分解能の改善を行おうとすると、2 mr 程度の角度分解能が必要となる、2 面の MWDC の間隔が 25 cm だから、0.5 mm の位置精度が必要となる。ここでは MWDC から得られる情報からどのようにして位置情報を得たかについて述べる。

MWDC の内部構造の概念図を図 10 に示す。ドリフト空間の電場が一定で電子のドリフト速度が一定であるとすれば、プラスチックシンチレータを荷電粒子が通過した時間と MWDC カソードに電荷が到達した時間の差 T を計測すれば荷電粒子の通過した位置がわかる。電子のドリフト速度は $50\mu\text{m}/\text{ns}$ 程度であるから、10 mm のドリフト空間では電子がカソードに到達するには約 200 ns の時間を要する。

典型的な MWDC のドリフト時間のスペクトルの模式図を図 11 に示す。図中の平坦な部分 (A から B) は図 10 でのドリフト領域を荷電粒子が通過した場合に相当し、この部分では電離された電子は電場から受ける力とガスとの衝突による抵抗が平衡に達する。電子が一定速度でアノードワイヤに向かって移動しているためスペクトルは平坦となる。右側のピーク (B から C) はアノードワイヤ近傍を荷電粒子通過した場合に相当

し、アノードワイヤ近傍の強い電場の影響で電子が増幅されるとともに加速されるため、鋭いピークとなる。アノードワイヤからの距離 r での電子の速度を $v(r)$ とすると、アノードからの距離 R を通過した荷電粒子により電離された電子がアノードに到達する時間 T は、

$$R = \int_0^T v(r) dt \quad (2)$$

とかける。ここで、ドリフト速度が一定の領域、すなわち $r > r_0$ を満たすとき、 v が r にらず一定で $v(r) = v_0$ とかけるとして、 t_0 を $r_0 = r(t_0)$ を満たす t とすると、

$$R = v_0(T - t_0) + \int_0^{t_0} v(r) dt \quad (3)$$

とかけ、 $R > r_0$ を満たせば、 R が T の 1 次式でかけることがわかる。

次に、図 10 から式 3 の定数項が決まることを示す。荷電粒子が MWDC のあるセルの間 L に一様かつランダムに N 個入射したとすると、区間 $[R, R + \Delta R]$ を通過する粒子の数は、

$$\Delta N / N = \Delta R / L$$

となる。式 (2) から $\Delta R = v(R) \Delta T$ なので、これを代入すると、

$$\Delta N / N = \frac{v(R) \Delta T}{L}$$

となり、図 11 の各チャネル (ΔT) のカウント数 (ΔN) は v_r に比例することがわかる。 $r < r_0$ の領域のカウント総数を N_0 としてこの式を式 3 に代入すると、

$$\begin{aligned} R &= v_0(T - t_0) + \frac{L}{N} \int_0^{N_0} dN \\ &= v_0(T - t_0) + \frac{LN_0}{N} \end{aligned} \quad (4)$$

となり、 t_0 、 N_0/N を図 11 から決めれば、 R が求められる。一方 $r < r_0$ のとき r を求めるには $v(r)$ を求める必要があり、かつ電子の速度が大きいため、 R の位置精度は $r > r_0$ の時に比べて悪くなる。

得られた時間情報に含まれる誤差として以下のものが考えられる。

1. プラスチックシンチレータのスタート信号の時間的ばらつき。

2. ドリフト空間中での電子の分布のばらつき。
3. カソード信号の時間的ばらつき。
4. TDC のゲイン、オフセットのチャンネル間のばらつき。
5. MWDC アノードワイヤ等の位置のばらつき。

これらのうち 1. はプラスチックシンチレータ ($1200\text{mm}^W \times 50\text{mm}^H \times 10\text{mm}^D$) を焦点面の左右両端から読み出し、ミーンタイム回路で時間平均を取ることで 1 ns 程度の時間分解能が得られる。2.、3 については MWDC アノード信号用のディスクリミネータがリーディングエッジ型なので、ディスクリミネータ出力信号のタイミングは入力波高に依存する。これによる時間のばらつきは最大 10 ns 程度であり、この誤差はドリフト距離の誤差にすると 0.5 mm 程度となる。しかしこの誤差は後に述べるように、MWDC では 1 荷電粒子あたり複数本のヒットがあるため、この特徴を利用すれば、位置精度を改善することが可能である。次に 4. については、本実験で用いた TDC システムは autotrim と呼ばれる全チャンネル相互のゲイン、オフセットを調整する機能を有しているので、時間情報にばらつきはない。5. に関しては特に補正を行っていない。

正しいトラックの選別

MWDC はアノード面に対する荷電粒子の入射を角度 45 度に設定した。この設定では、X 面ではワイヤーの間隔は 6 mm に対しドリフト空間が $2 \times 10\text{ mm}$ なのでヒットのあるアノードワイヤーの数は平均して 1 つの荷電粒子のトラックあたり 3.3 本となる。これらの連続したヒットをクラスターと呼ぶ。正しいトラックの選別には、

1. クラスターの構成数が 3 以上。
2. クラスターがただ一つしかない。
3. クラスターを構成する各々のワイヤの時間情報をもっともらしい。

という条件を科した。

条件 (1) を満たさないイベントとして考えられるのは、

- 3 本のヒットが期待されるトラックにもかかわらず、クラスターを構成する 3 つのヒットのうち端のヒットを数え落としをした場合。
- 中性子や γ 線などのバックグラウンドを受け付けてしまった場合。

前者の場合は、1本のワイヤの検出効率は99.3%程度なのでこのようなことが起こる確率は、 $1-(0.993)^3=2.1\%$ 程度である。後者の場合、原因となるバックグラウンドはスペクトログラフを通過してくるものよりも、ビームトランスポート系等からくるルームバックグラウンドが主である。このようなルームバックグラウンドによる影響は Grand Raiden のようなスペクトログラフ場合非常に小さい。

Grand Raiden は横方向だけでなく縦方向も焦点面で収束するように設計されており、焦点面検出器の有感領域の大きさを小さく [表 2] できるため、中性子や γ 線のような検出効率が検出器の物質質量に比例するようなバックグラウンドの影響を受けにくいからである。また、有感領域が小さい場合、鉛シールド等によるバックグラウンドの遮蔽も容易にできる。

荷電粒子が最も近くを通過したワイヤを i 番目とすると $\dots i-2, i-1, i, i+1, i+2 \dots$ のクラスターに対し $T_i, T_{i+1}, T_{i+2} \dots$ 及び $T_i, T_{i-1}, T_{i-2} \dots$ には、

$$T_i < T_{i+1} < T_{i+2} \dots$$

$$T_i < T_{i-1} < T_{i-2} \dots$$

の関係が成り立つ。本実験では、このような条件を満たすクラスターのみを正しいトラックとするという条件を科した。この条件にそぐわないイベントの数は全体の約6%であった。

MWDC による位置の求め方 (ヒットが3本の場合)

1トラックの荷電粒子がMWDCを通過するとき、1面あたり3本のヒットがあるイベントは、荷電粒子のトラックの内約30%から40%であった。3本のヒットしたワイヤの番号を $i-1, i, i+1$ とすると、図10からわかるようにワイヤとトラックの距離 R には、 $R_{i-1} > R_i, R_{i+1} > R_i$ が成り立ち、したがって $T_{i-1} > T_i, T_{i+1} > T_i$ が成り立つ。 N_0 が $N_0/N > 1/3$ を満たしていれば、 $T_{i+1} > T_0, T_{i-1} > T_0$ が成り立つ。実際、図11に示すピークの部分の面積が平坦な部分の面積の1/5程度であり、この条件が成り立っていることがわかる。このような場合 $i-1, i+1$ に関しては、式(4)を用いて R_{i-1}, R_{i+1} を表せる。荷電粒子のトラックがアノード面を通過した位置と i 番目のワイヤとの距離 X を得るには、 T_i の情報を使用せず、この R_{i-1}, R_{i+1} から

$$X = L \frac{R_{i-1} - R_{i+1}}{R_{i-1} + R_{i+1}} \quad (5)$$

として求めた。また、トラックのアノード面に対する角度 θ は、

$$\tan \theta = \frac{2L}{R_{i-1} + R_{i+1}}$$

と表せる。

MWDC による位置の求め方 (ヒットが 4 本の場合)

トラックのヒットが 4 本の場合、3 本の場合と同様の条件で正しいトラックを識別した。あるクラスが i_1 番目から i_2 番目のまでのワイヤのヒットで、 i 番目のワイヤで T_i が最小となるとし、トラックがアノード面上で i 番目のワイヤからの距離 X を角度 $\tan \theta = a$ で通過したとすると、 R_{i+j} は、

$$R_{i+j} = a(jL - X) \quad j > 0 \quad (6)$$

$$R_{i+j} = -a(jL - X) \quad j < 0 \quad (7)$$

とかける。ここで 2 式に分かれているのは R が絶対値で得られるためである。これらの (R_{i+j}, jL) が直線上にあるとして、誤差関数 χ^2

$$\chi^2 = \sum_{j=i_1-i}^{-1} \{-R_{i+j} - (ajL + X)\}^2 + \sum_{j=1}^{i_2-i} \{R_{i+j} - (ajL + X)\}^2 \quad (8)$$

として、定義できる。パラメータ a および x は、

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial X} = 0 \quad (10)$$

を満たす a 及び X を最小自乗法で求めた。一方式 (4) の

$$C = v_0 t_0 + \frac{LN_0}{N}$$

を未知数として、

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial C} = 0$$

から C を求めることもできる。いずれにしてもトラックがもっとも近くをを通ったワイヤの R_i の情報は誤差が大きくなると考えられるので、位置の決定を行う際には用いていない。

3.2 スペクトログラフのエネルギー校正

励起エネルギー校正

本実験ではすべての実験を通じて、スペクトログラフの磁場設定を一切変更せずに測定を行った。磁石の発生磁場分布の影響を極力小さくようにするためである。スペクトログラフの D1、D2 磁石の磁場の安定度は、核磁気共鳴磁場測定装置 (NMR) での測定によると、実験に要した時間を通じて $1.8 (\pm 3 \times 10^{-5})$ T 程度の安定度であった。

励起エネルギー校正には、 $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ 反応及び $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)$ 反応及びターゲットでのビームのアトミックな電子捕獲反応による $^3\text{He}^+$ を用いた。 ^{13}C は用いたターゲットに自然な炭素の同位体存在比 1.11% で含まれているので、これを利用した。 $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ 反応は Q 値が 17.355 MeV と非常に深く、一方 $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)$ 反応は Q 値が 2.239 MeV と比較的浅い。この二つの反応スペクトルを測定することにより、広いエネルギー領域で、同時にエネルギー点の校正が可能となった。これらのピークを用いて t 粒子のエネルギーと焦点面での位置との関係を求めた。しかし、Grand-Raiden では 450 MeV の t 粒子に対し約 40 MeV のエネルギー範囲を一度に測定できるが、励起エネルギーが 20 MeV 以上の領域には磁場設定を変化させない限り、どのようなターゲットを用いてもエネルギー校正に利用できるようなディスクリートな励起準位は存在しないので、上記のような反応では 430 MeV 以下の t 粒子のエネルギー校正を行うことができない。

そこで間接的ではあるが、コインシデンスの陽子を用いた方法で補正を行った。図 12 に示すように、t 粒子と崩壊陽子のコインシデンスをとると、t 粒子のエネルギー E_t と、陽子のエネルギー E_p の差、

$$E_x = E_{\text{He}} - (E_t + E_p)$$

は、終状態の励起エネルギーに相当し、これが一定となるような直線上に E_t 、 E_p が分布する。ここで E_p を測定する SSD 及びその回路系の直線性が十分によいと仮定して、上記の関係式から、測定した E_t の直線性を推定できる。

ビームエネルギー変化の校正

約 2 週間の測定において、 ^3He ビームのエネルギーは加速器の加速エネルギーの変化により入射エネルギー 450 MeV にたいして数 MeV 程度の変動がみとめられた。一方ビームのエネルギー分解能は、ほぼ測定時間を通じて一定で 200 keV から 350 keV であった。図 14 に $^3\text{He}^{++}$ の入射エ

エネルギーの時間変化の図を示す。数分程度の周期でのエネルギー変動と、数時間にわたるなだらかな変化が混在することがわかる。本実験の場合ビームのエネルギー分解能は、終状態の中性子空孔状態を分離するために決定的に重要である。ビームの絶対エネルギーに関しては、入射ビームの絶対エネルギーの数 MeV 程度の変化に対して反応機構が一定であるので、 t 粒子のエネルギースペクトルの時間変動を補正して、 Q 値のスペクトルを得た。 ^3He ビームの電子捕獲反応 ($^3\text{He}^{++} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{He}^+ ^{12}\text{C}^+$) を用いて、以下のような補正を行った。

1. ($^3\text{He}^{++} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{He}^+ ^{12}\text{C}^+$) 反応のイベントを ($^3\text{He}, t$) 反応のイベントと同時に Grand-Raidenn 焦点面カウンターで測定し、 $^3\text{He}^+$ のピークにゲートをかける。
2. これらの $^3\text{He}^+$ を約 500 イベント集めエネルギーの平均をとり、これをビームのエネルギーとする。ビームエネルギーの計算は ($^3\text{He}^{++} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{He}^+ ^{12}\text{C}^+$) 反応のイベントが測定される度に行う。
3. こうして得られたビームエネルギーと、($^3\text{He}, t$) 反応のイベントの測定により得られた t 粒子のエネルギーから ($^3\text{He}, t$) 反応の Q 値を得る。

スペクトログラフの焦点面でのシングルイベントは約 500 cps である。これらのイベント数のうち $^3\text{He}^+$ 粒子は約 20% 程度なので 500 イベントの平均をとると、約 5 秒ごとにビームエネルギー校正を行うことになった。

3.3 t 粒子のエネルギーと散乱角

2.2 に示したように、スペクトログラフの入り口スリットは $20 \text{ mr} \times 20 \text{ mr}$ とした。スペクトログラフの中心軌道を -0.3° にセットし、焦点面カウンターの情報を用いて、散乱角 0 度と 1 度を中心とし、縦 $\pm 10 \text{ mr}$ 横 $\pm 7 \text{ mr}$ の領域に散乱された t 粒子を選別し、収量を求めた。まずターゲットでの粒子軌道の座標の取り方、及び焦点面での座標の取り方を図 13 に示す。ターゲット上でのビームスポットが十分小さいと仮定すると、スペクトログラフの磁場光学的な設計 [46] により散乱粒子の軌道と Grand-Raidenn 中心軌道とのなす角 a_0 、 b_0 と、焦点面での散乱粒子と中心軌道とのなす角 a 、 b の間には定数 (倍率) M_H 、 M_V によって、

$$a = M_H a_0$$

$$b = M_V b_0$$

の関係がある。この関係を用いると、 t 粒子の焦点面での角度 α_H 、 α_V を MWDC カウンターによって求めれば、ターゲット上での t 粒子の散乱角を得ることができる。

焦点面を通過した t 粒子をこの座標系で $^{12}\text{C}(^3\text{He},t)^{12}\text{N}$ 反応をプロットした図を図 15 に示す。 ^{12}N のディスクリートな励起レベルが a と強い相関を持って湾曲しており、本実験ではエネルギーの収束条件を満たしていないことがわかる。スペクトログラフ Grand-Raiden は磁石コイルの電流と磁場の強さが比例する領域では同一のエネルギーの粒子は散乱角が異なっても同一の x に収束するように設計されている（方向収斂）。図 15 のように、 a と x が強い相関を持って湾曲しているのは励磁が約 1.8 T と常伝導電磁石としては非常に高いため、磁石ヨーク鉄の局所的な飽和の影響が避けられないためである。この飽和の影響により、線型応答領域で設計された焦点面での収束条件が高い励磁の領域では、満たされていないことを示している。

高次の収束条件を補正するための要素として、スペクトログラフには多重極電磁石 (MP: MQ, MS, MO, MD) も用意されているが、本実験ではオフラインでの補正が可能であると判断して、焦点面を入射軸に対して回転させる効果のある MS 以外は使用しなかった。オフラインの処理では、MWDC で得られた焦点面での散乱粒子の位置及び角度からエネルギー分解能を改善する補正を行うとともに散乱粒子の散乱角を決めることにより、超前方 (0 度、1 度) での反応断面積の角分布を得た。この結果 t 粒子シングルでのエネルギー分解能は補正を加えない状態では約 2MeV 程度であったが補正を加えることにより約 200keV に改善した。また、散乱角の角度分解能は横方向は約 2mr (FWHM)、縦方向は約 10mr (FWHM) 程度であった。

焦点面カウンターによる、補正の手続き
この節では補正の手続きについて述べる。

1. $(x|a)$ 補正

$^{12}\text{C}(^3\text{He},t)$ 、 $^{13}\text{C}(^3\text{He},t)$ 反応の $(x'|a)$ の 2 次元プロット上のディスクリートピークのローカスを 2 次関数でフィットする。すなわち

$$x(E_i) = x_0(E_i) + x_1(E_i)a + x_2(E_i)a^2$$

がピークのローカスと一致するように係数 x_0, x_1, x_2 をピークごとに

決める。ただし i は各ピークの添字で、

$$E_i = 0, 2.24, 5.75, 17.36 \text{ MeV}$$

である。次にこの $x_0(E_i), x_1(E_i), x_2(E_i)$ が E の 2 次関数であるとして、フィットする。図 16 に補正後の $(x|a)$ ヒストグラムを示す。

2. 横方向の散乱角の補正

図 16 において、ピークのローカスの上下の切れ目はスペクトログラフ入り口スリットの影である。影の部分の散乱角は、スリットの幾何的配置で決まっているのでこれを散乱角の基準点として散乱角 a_0 と焦点面での角度 a を関係づけることができる。すなわち左スリットのエッジの焦点面での角度を a^+ 、右スリットのエッジの焦点面での角度を a^- とし、 a_0^\pm を左右スリットの設定値とすると、

$$a^+(x) = a_0^+ + a_1^+ x + a_2^+ x^2$$

$$a^-(x) = a_0^- + a_1^- x + a_2^- x^2$$

のように左右両エッジの位置をなぞるように $a^\pm(x)$ を x の 2 次関数で表し、散乱角 a_0 を焦点面での角度 a を均等に縮尺を加えて、

$$a_0 = a_0^- + (a - a^-(x)) \frac{a_0^+ - a_0^-}{a^+(x) - a^-(x)}$$

として散乱角をきめた。

3. 縦方向の散乱角の補正

補正を加える前の $(x|b)$ の 2 次元のヒストグラムは先に示した縦方向の場合と異なり、なめらかな x の関数になっていない。そこで横方向の場合のように多次関数による補正を行わず、200 keV 程度のビンごとに補正係数を決めた。補正係数はビンごとに $(x|b)$ ヒストグラムの重心を計算することによりもとめた。すなわち、

$$\Delta E = E_{i+1} - E_i$$

ごとに

$$\langle b \rangle_i = \frac{1}{N} \sum_{E_i < E_{i+1}} b$$

$$\langle b^2 \rangle_i = \frac{1}{N} \sum_{E_i < E_{i+1}} (b - \langle b \rangle)^2$$

を求め、こうして得られた $\langle b \rangle_i$ 、 $\langle b^2 \rangle_i$ の表をもとに $b \rightarrow b_0$ の補正を行った。

4. 散乱角 0 度の決定及び角度分解能

$\Delta L=0$ の反応が 0° で極大値を持つこと、 $\Delta L=1$ の反応が 0° で極小値を持つことを用いて真の 0° を決めた。また角度分解能は、 $^3\text{He}^+$ の角度の広がりから求めることができる。 $(^3\text{He}^{++} + X \rightarrow \text{He}^+ X^+)$ による電子捕獲反応では、入射した ^3He ビームはターゲット物質とのクーロン多重散乱の影響しか受けないと考えられるので、 $^3\text{He}^+$ の焦点面での角度の広がり、散乱角の分解能そのものであるとみなせる。この $^3\text{He}^+$ による角度分解能の算定によると、横方向の角度分解能はカウンター系での角度分解能より、入射ビームそのものの広がりによっており約 2mrad であり、一方、縦方向は縦倍率 M_V が小さいこともあってカウンター系の角度分解能によっており約 10mrad であった。

4 実験結果

4.1 共鳴への反応断面積

シングルイベントのスペクトルの t 粒子エネルギー・スペクトルのフィッティングには巨大共鳴による 3 個のピークとして Gamow-Teller 巨大共鳴 (GTR)、spin dipole 共鳴 (SDR)、isobaric analog 状態 (IAS) を仮定した。その他、共鳴によらない寄与は、 ^{208}Pb 核内の中性子との ($^3\text{He}, t$) 準弾性散乱 (QF) による連続したバックグラウンドを仮定した。

共鳴の寄与を記述する関数型は Lorenz 型とした。ただし IAS はその全巾が 232 keV と狭く、測定のエネルギ分解能と同程度の大きさなので、Lorenz 型を測定分解能を表す分布関数でフォールディングした関数型を用いた。フォールディングに用いた関数は、巾の小さい低励起準位及び、 $^3\text{He}^+$ のピークをフィットして得られた Gauss 型を用い、

$$\frac{d^2\sigma_{GTR}}{dEd\Omega} = C \frac{N_{GTR}}{2\pi\Gamma_{GTR}} \frac{1}{1 + \left(\frac{E_t - E_{GTR}}{\Gamma_{GTR}/2}\right)^2}, \quad (11)$$

$$\frac{d^2\sigma_{SDR}}{dEd\Omega} = C \frac{N_{SDR}}{2\pi\Gamma_{SDR}} \frac{1}{1 + \left(\frac{E_t - E_{SDR}}{\Gamma_{SDR}/2}\right)^2}, \quad (12)$$

$$\frac{d^2\sigma_{IAS}}{dEd\Omega} = C \frac{N_{IAS}}{2\pi N_0 \Gamma_{IAS}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}(E/\sigma_0)^2\right)}{1 + \left(\frac{E_t - E_{IAS} - E}{\Gamma_{IAS}/2}\right)^2} dE. \quad (13)$$

とした。ここで E_t は t 粒子のエネルギーを表す。 Γ_{GTR} 、 Γ_{SDR} 、 Γ_{IAS} は、共鳴の全巾を、 E_{GTR} 、 E_{SDR} 、 E_{IAS} は共鳴の励起エネルギーを、 N_{GTR} 、 N_{SDR} 、 N_{IAS} は、収量を表す。C は、 ^{208}Pb ターゲットの厚さ、ビームの電荷の総量、測定立体角を含む定数である。式 (13) の N_0 は、積分の規格化定数で、 σ_0 は、実験の測定分解能を表す。

準弾性散乱による、連続状態に対しての関数型は、(π^+ , π^0) 反応の解析に用いられた Fermi ガスモデルによる現象論的な関数型 [50]

$$\frac{d^2\sigma_{QF}}{dEd\Omega} = N_{QF} \frac{1 - \exp(-(E_t - E_0)/T)}{1 + ((E_t - E_{QF})/W)^2}, \quad (14)$$

を用いた。この関数型は自由な $n(^3\text{He}, t)$ 散乱の t 粒子エネルギーから陽子の束縛エネルギー、中性子空孔状態の励起エネルギー、クーロンバリアを差し引いたエネルギーに中心値 (E_{QF}) を持ち、巾 W の広がりを持つ Lorenz 型のピーク関数に、原子核内での準弾性散乱の効果を加える

ために反跳粒子のパウリブロッキングの効果を表すための、カットオフ関数をかけたものである。このカットオフ関数はカットオフエネルギーが E_0 で、カットオフの巾が T の指数関数をかけたものとして表現している。 T 、 W は、 χ^2 フィットに対して非常に鈍感 [51] なので、Jänecke *et al.* [51, 52] が $E_{3He} = 200$ MeV での $Sn(^3He, t)$ 反応を $A = 118 \sim 124$ の同位体に対して測定し、準弾性散乱のバックグラウンドをグローバルにフィットして決めた値 ($T = 100$ MeV, $W = 22$ MeV) に固定した。 E_0 は三体への破砕反応のエネルギー (6.7 MeV) に固定した。 E_{QF} は Jänecke *et al.* [51] が ^{120}Sn に対して得た値に Pb と Sn のクーロンバリアの差だけを考慮した値 ($E_{QF} = 17.5$ MeV) を用いた。これら以外のパラメータは全て自由に χ^2 サーチした。

散乱角 0 度では SDR の反応断面積は極小となり、0 度でのスペクトル (図 1 (a)) ではバンプとしては観測されないが、その寄与は無視できない。一方、散乱角 1 度では、SDR の反応断面積はほぼ極大となり、GTR、IAS の反応断面積は急速に減少するが、バンプとして観測される (図 1 (b))。さらに後方角度では、巨大共鳴のバンプは無い (図 17)。そこで、0 度と 1 度のスペクトルを同じ共鳴の巾、励起エネルギーを用いて同時にフィットを行い、0 度のスペクトルに対する SDR の寄与の不確定さを少なくした。得られた結果を表 4、図 1(a, b) に示す。0 度のスペクトルと 1 度のスペクトルの差をとると (図 18)、 $\Delta L=0$ の遷移である GTR と IAS は正のピークとなり、 $\Delta L=1$ の遷移である SDR は負のピークとなる。

フィットしたデータ点の数は、一つのエネルギースペクトルあたり 1400 点で、1 点あたりの χ^2 は 1.2 程度であった。実験的に得られた GTR の 0 度 (0 ± 7 mr \times 0 ± 10 mr) での反応断面積は 166 ± 23 mb/sr 1 度 (17 ± 7 mr \times 17 ± 10 mr) では 95 ± 14 mb/sr であった。また、IAS の反応断面積は 0 度では 10.2 ± 0.7 mb/sr 1 度では 6.4 ± 0.7 mb/sr であった。反応断面積の度分布を図 19 に示す。

4.2 陽子崩壊巾の決定

$^{208}Pb(^3He, tp)$ 同時計測の t 粒子のエネルギー (E_t) と、陽子のエネルギー (E_p) の二次元プロットを図 20 (a) に示す。 $E_t + E_p = const.$ となるローカスが ^{207}Pb の中性子空孔状態の励起準位に相当する。この二次元の図を ^{207}Pb の中性子空孔状態 ($3p_{1/2}^{-1}$, $2f_{5/2}^{-1}$, $3p_{3/2}^{-1}$, $1i_{13/2}^{-1}$, $3f_{7/2}^{-1}$, $1h_{9/2}^{-1}$) の励起エネルギー領域 ($E_x = 0 \sim 3.5$ MeV) にゲートをかけて t 粒子のエネルギーに射影したのが図 21 (a, b) である。シングルの ($^3He, t$) 反応

のエネルギースペクトルと比較すると、IAS からは強く ^{207}Pb の中性子空孔状態に陽子崩壊しているのに比べて、GTR はより低い分岐比で陽子崩壊していることがわかる。またシングルのスペクトルでは顕著に観測される準弾性散乱は、前方ピークとなる準弾性散乱の反跳陽子がほとんどない後方角度で陽子を測定しているため、同時計測のスペクトルには全く寄与がない。

GTR の励起エネルギーの領域 ($E_i = 445 \sim 432 \text{ MeV}$) にゲートをかけて、 ^{207}Pb の励起エネルギーに射影したのが図 20 (b) である。 $2f_{5/2}^{-1}$ 、 $3p_{3/2}^{-1}$ 状態は、この実験では分離していないが、他の ^{207}Pb の中性子空孔状態はよく分離している。

IAS や GTR などの巨大共鳴の全巾は式 (1) のように、

$$\Gamma = \Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow} \quad (15)$$

とかける。ここで、 Γ^{\uparrow} はエスケープ巾を表し、 Γ^{\downarrow} はスプレディング巾を表す。 ^{208}Bi のような重い原子核の場合、スプレディング巾は中性子放出による統計崩壊に関係づけられる。それは、陽子放出による統計崩壊がクーロン障壁によって強く抑制されているからである。一方、エスケープ巾は、巨大共鳴を構成する一陽子粒子-中性子空孔状態の微視的構造に関連した量である。さらに、エスケープ巾は陽子崩壊後の娘核の各 1 中性子空孔状態に対応した部分エスケープ巾の和で表される。すなわち、

$$\Gamma^{\uparrow} = \Gamma_p^{\uparrow} = \sum_i \Gamma_{pi}^{\uparrow} \quad (16)$$

とかける。ここで、 Γ_{pi}^{\uparrow} は、 ^{207}Pb の i 番目の中性子空孔状態の崩壊巾である。 Γ_{pi}^{\uparrow} と、 Γ の比は、コインシデンスの 2 階微分反応断面積と、シングルの微分反応断面積の比で表され、

$$\frac{\Gamma_{pi}^{\uparrow}}{\Gamma} = 4\pi \int \frac{d^2\sigma(i)}{d\Omega_i d\Omega_p} d\Omega_p / \frac{d\sigma}{d\Omega_i} \quad (17)$$

となる。ここで、それぞれの微分反応断面積は励起エネルギーによる積分を行ってあるものとする。したがって、陽子崩壊の分岐比、陽子崩壊巾を実験的に決定するには、これらの反応断面積を決めればよい。

陽子崩壊巾 (Γ_p^{\uparrow}) の決定は次の方法で行った。

1. Γ^{\uparrow} の決定

式 [17] より、図 21 (a, b) をフィットし、 $\sum_i \frac{d^2\sigma(i)}{d\Omega_i d\Omega_p} d\Omega_p$ をきめ、4.1 節で得た $d\sigma/d\Omega_i$ と比をとり、 $\sum_i \Gamma_{pi}^{\uparrow}/\Gamma$ を決めた。

この際、コインシデンスのスペクトルにあらわれる、GTR、IAS、SDR は、シングルの $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ 反応と同じ巾、励起エネルギーを持つと仮定した。また、準弾性散乱による反跳陽子は前方に集中するので、後方角度で崩壊陽子を測定する場合、この寄与はないとした。

2. IAS、GTR からの部分崩壊巾 (Γ_i^\dagger) の決定
コインシデンスのスペクトルに、

(a) IAS の領域

$$\text{I } (E_t = 431.8 \sim 432.5 \text{ MeV})$$

(b) GTR の領域から、IAS の領域をのぞいた領域

$$\text{II } (E_t = 429.6 \sim 431.8, 432.5 \sim 435.2 \text{ MeV})$$

(c) SDR の領域

$$\text{III } (E_t = 420.0 \sim 430.0 \text{ MeV})$$

のゲートを設定する。これらのゲートをかけた ^{207}Pb の励起スペクトルを得て (20 (b))、これをフィットし、各 ^{207}Pb の中性子空孔状態への部分分岐比 P_i^{IAS} 、 P_i^{GTR} をうる。この P_i と前項目でえた $\sum_i \Gamma_i^\dagger$ を用いて、部分陽子崩壊巾 Γ_i^\dagger は、

$$\Gamma_i^\dagger = P_i \sum_i \Gamma_i^\dagger \quad (18)$$

とかける。

3. IAS から GTR への、GTR から IAS への Γ_i^\dagger の混入の評価
GTR、IAS、SDR の関数型 (式 11-13) を用いて、領域 I、II の GTR、IAS の混入を見ると、

$$\int_I Y_{\text{GTR}} dE / \int Y_{\text{GTR}} dE = 10.1\% \quad (19)$$

$$\int_{II} Y_{\text{GTR}} dE / \int Y_{\text{GTR}} dE = 50.6\% \quad (20)$$

$$\int_I Y_{\text{IAS}} dE / \int Y_{\text{IAS}} dE = 94.2\% \quad (21)$$

$$\int_{II} Y_{\text{IAS}} dE / \int Y_{\text{IAS}} dE = 5.75\% \quad (22)$$

となる。ここで Y はフィットで得られた各共鳴の収量を表す関数である。これらの値のうち、式 (19) が、IAS の Γ_i^\dagger への GTR からの混入の割合で、式 (22) が、GTR の Γ_i^\dagger への IAS からの混入の割合

の評価である。 P_i が GTR と IAS で大幅には異ならないので最終的な部分崩壊巾への影響は少ない。また、これらの混入の割合から純粋な GTR と IAS に分離することが可能だが、結果がピークの型に依存するのと、統計誤差に比べて 20% 程度の差しか生じないためこれらの結果は用いなかった。

フィッティングの過程において、コインシデンスにゲートをかけた t 粒子のエネルギースペクトルの GTR のピークの中心エネルギーがシングルイベントのスペクトルでの GTR の中心エネルギーと比較して、高励起エネルギー側にシフトしていることがわかった。このシフトの原因は、低エネルギーの陽子放出による崩壊がクーロン障壁や、遠心力障壁により、強く抑制されるためと理解できる。 ^{207}Pb の励起状態にゲートをかけた t 粒子のエネルギースペクトルでの GTR の中心エネルギーのシフトは、 $3p_{1/2}$ 状態と、 $(2f_{5/2}+3p_{3/2})$ 状態で、それぞれ 130 ± 150 keV と、 720 ± 340 keV であった。しかし、 $1h_{13/2}$ 状態、 $2f_{7/2}$ 状態、 $1h_{9/2}$ 状態のシフトはデータの統計が少なく、判別できなかった。図 20 (a) から、8 MeV 以下の陽子の放出が強く制限されていることがわかる。この励起エネルギーのシフトに起因するフィッティングの誤差は、励起エネルギーをシングルイベントのスペクトルの値に固定した場合と、自由にサーチした場合を比較すると、いずれも統計誤差の範囲内であった。これは部分分岐比を決める際、フィットにより得られた関数型を用いていないからである。

4.3 誤差の評価

フィッティングにより得られた結果の誤差の評価は次のような手順で行った。

1. シングルイベントのスペクトルをフィットし、 χ^2 が最小となるパラメータを決める。
2. S_{GTR} 、 S_{IAS} 、 S_{SDR} の高さを χ^2 最小となる値から変化させた値に固定し、それ以外のパラメータを χ^2 が最小となるように決める。
3. コインシデンスのスペクトルをシングルイベントのスペクトルのフィットによって得られた励起エネルギー、巾、反応断面積を用いてフィットし、GTR、IAS、SDR の高さを決め、陽子崩壊の分岐比を求める。

4. 最小の χ^2 に比べて、増加分が1%となる GTR、IAS、SDR の高さを決め、このとき得られる励起エネルギー、巾、散乱断面積を誤差の上限または下限とする。
5. これらの値を用いて、さらにコインシデンスのスペクトルをフィットし、陽子崩壊の分岐比の誤差の上限または下限とする。

図 19 からわかるように、SDR は 0 度のエネルギー・スペクトルではほとんどバンブとして現れない。しかし、これを考慮せずに、バックグラウンドの算定を行うと、GTR の収量を 30% 程度も少なく見積もる可能性があることが報告されている [17]。しかし、1 度と 0 度のエネルギー・スペクトルを整合性を持たせてフィットすることにより、15% 程度の誤差で、反応断面積をきめることができた。

4.4 入射エネルギー 450 MeV での ($^3\text{He}, t$) 反応の反応機構

4.4.1 超前方での反応断面積

図 19 に散乱角 0 度から、5 度での $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, t)$ 反応のエネルギー・スペクトルを示す。Gamow-Teller 巨大共鳴 (GTR) や、isobaric analog 共鳴 (IAR) のような角運動量移行を伴わない励起 ($\Delta L=0$) は前方散乱に鋭いピークを持ち、散乱角 0 度で最大となる。一方 spin dipole 共鳴 (SDR) のような $\Delta L=1$ の励起は、入射エネルギー 450 MeV の ($^3\text{He}, t$) 反応では、散乱角 1 度近辺で反応断面積が極大となる。また、 t 粒子のエネルギーにして、430 MeV 近辺をピークとするなだらかなバンブは、 ^{208}Pb の核内の中性子との準弾性散乱等からの寄与で、0 度から 1 度の前方ではほとんど平らな角分布を示している。

核子あたり 100 MeV から、200 MeV での (p,n) 反応 [53] および、核子あたり 200 MeV から、700 MeV での ($^3\text{He}, t$) 反応 [21] の歪曲波インパルス近似 (DWIA) による解析によると、角運動量移行 ($\Delta L=0$) の Gamow-Teller 遷移や Fermi 遷移の励起反応断面積は、運動量移行量がきわめて小さい極限でアイコナル近似に基づき、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \omega, q) = K(E, \omega) \exp\left(-\frac{1}{3}q^2\langle r^2 \rangle\right) N_i |J_i|^2 B_i \quad (23)$$

とかける。ここで i は σ_T , τ 等の遷移を示すインデックス、 J_i はその遷移に対応する核子核相互作用 t_i の体積積分、 B は遷移強度をあらわす。 K

は運動学的因子で、ターゲットと入射粒子の換算質量 μ 、入射、散乱後の運動量の比 k_i/k_f を用いて、

$$K(E, \omega) = \left(\frac{\mu}{\pi \hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \quad (24)$$

と表せる。また、 N は歪曲比と呼ばれ、歪曲波近似 (DW) での反応断面積と平面波近似 (PW) での反応断面積の比である。

$$N(q, \omega) = \frac{\sigma(DW; q, \omega)}{\sigma(PW; 0)} \quad (25)$$

式 (23) によると、超前方での散乱断面積は ω を固定すると、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \omega, q) \propto \exp\left(-\frac{1}{3}q^2\langle r^2 \rangle\right) \quad (26)$$

となり、前方では反応断面積の運動量移行依存（角度分布）はガウス型となる。図 22 に本実験での運動量移行と、エネルギー移行の関係を示す。この図から、15 MeV 程度の励起エネルギーでは運動量移行量は 0.2 fm^{-1} 程度であることがわかる。参考文献 [53] による DWIA 計算との比較では、運動量移行 0.3 fm^{-1} 以下では角度分布は、ガウス型とよく一致することが示されている。図 19 に $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, t)$ 反応で得られた GTR と、IAS の角分布を示す。運動量移行 $q=0$ の極限では式 (23) はさらに q 依存性をのぞいて、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(q=0) = K(E, \omega) N_i |J_i|^2 B_i \quad (27)$$

とかける。

4.4.2 反応機構

本実験のエネルギー領域 (150 MeV/A) での $(^3\text{He}, t)$ 反応が Gamow-Teller 遷移の研究に適したエネルギー領域であるかどうかを確認するため、文献 [21] に基づき、既知の Gamow-Teller 遷移強度 ($B(\text{GT})$)、Fermi 遷移強度 ($B(\text{F})$) と $(^3\text{He}, t)$ 反応の反応断面積の関係の入射エネルギー依存性を比較した。

用いた反応は、 $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N} \text{ (g.s.)}$ 、 $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N} \text{ (} E_x=3.51 \text{ MeV)}$ 、及び $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)^{12}\text{N} \text{ (g.s.)}$ である。測定は、本実験と陽子検出器をのぞき、同じ入射エネルギー、同じセットアップで行い、ターゲットは自然な

炭素ターゲットを用いた。 ^{13}C はこの自然なターゲットに原子百分率存在比1.10%で含まれる。したがって、 $^{12}\text{C}(^3\text{He},t)$ 及び $^{13}\text{C}(^3\text{He},t)$ 反応は、同時に測定することが可能で、ターゲットの厚さの較正の必要はなく正確な反応断面積の比が得られる。それぞれの反応には、12 MeV 程度の Q 値の差があり、収量の混入はほとんどない。 ^{12}N 、 ^{13}N の $B(\text{GT})$ 及び、 $B(\text{F})$ の値を、表 5 に示す。次の反応、 $^{12}\text{C}(^3\text{He},t)^{12}\text{N}_{(\text{g.s.})}$ 、 $^{13}\text{C}(^3\text{He},t)^{13}\text{N}_{(3.51)}$ は、いずれも純粋な GT 遷移で、それぞれの散乱角 0 度での反応断面積の比をとると、式 (27) から、

$$\frac{d\sigma(^{12}\text{N}_{\text{g.s.}})/d\Omega_0}{d\sigma(^{13}\text{N}_{3.51})/d\Omega_0} = \frac{|J_{\sigma\tau}|^2 N_{\sigma\tau}(^{12}\text{C}) B(\text{GT}; ^{12}\text{N}_{(\text{g.s.})})}{|J_{\sigma\tau}|^2 N_{\sigma\tau}(^{13}\text{C}) B(\text{GT}; ^{13}\text{N}_{(3.51)})} \quad (28)$$

とかける。ここで、 $N_{\sigma\tau}(^{12}\text{C})$ 、 $N_{\sigma\tau}(^{13}\text{C})$ は ^{12}C 、 ^{13}C の歪曲比である。

高エネルギー領域での $(^3\text{He},t)$ 反応が、アイコナル近似がよく成り立つような単純な反応機構であるとすれば、 $J_{\sigma\tau}$ 、 $N_{\sigma\tau}$ の入射エネルギー依存性が、各々の遷移で打ち消しあい、この比は入射エネルギーによらず一定となる。入射エネルギー 450 MeV の測定結果を Bergqvist ら [21] の測定結果に加えたものを図 23 に示す。この図からもわかるように、入射エネルギー 450 MeV での反応断面積の比が、600 MeV から 2.3 GeV での高い入射エネルギーでの入射エネルギー依存性とよく一致しておりアイコナル近似の描像がよくなり立つことがわかる。しかしながら、入射エネルギー 200 MeV では、大きく一定値からずれており、DWIA には取り込まれない多段階過程などの効果が大きいことが示唆される。

GTR からの粒子崩壊巾を決定する場合、GT 遷移を強く励起できる入射エネルギーを適切に選ぶことは非常に重要である。 $^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}(\text{g.s.})$ のように、 $B(\text{GT})$ と $B(\text{F})$ が混在した励起では、反応断面積の式 (27) は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(q=0) = K(E, \omega)(N_{\sigma\tau}|J_{\sigma\tau}|^2 B(\text{GT}) + N_{\tau}|J_{\tau}|^2 B(\text{F})) \quad (29)$$

とかける。 $^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}(\text{g.s.})$ と $^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}(\text{g.s.})$ の反応断面積から、

$$R^2 = \left| \frac{J_{\sigma\tau}}{J_{\tau}} \right| \frac{N_{\sigma\tau}}{N_{\tau}} \quad (30)$$

が得られる。Bergqvist *et al.* [21] による ^{13}C に対する $N_{\sigma\tau}/N_{\tau}$ の値を用いると、 $|J_{\sigma\tau}/J_{\tau}|^2 = 8.24 \pm 1.1$ となり、 (p,n) $(^3\text{He},t)$ 反応による結果と整合する。図 24にこれらをプロットしたものを示す。この図からも明らかのように $|J_{\sigma\tau}/J_{\tau}|$ の値は、 $E_t = 450$ MeV から $E_t = 600$ MeV でピークに達しており、本実験のエネルギー領域 (450 MeV) は、Fermi 遷移に比べ、GT 遷移が強く励起される入射エネルギーである。

4.4.3 ^{208}Bi の IAS、GTR の Fermi 遷移強度と Gamow-Teller 遷移強度

$^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{tp})$ 反応の GTR の反応断面積から、GTR の Gamow-Teller 遷移強度 ($B(\text{GT})$) を決める。GTR、IAS に対する式 (27) の比を取ると、

$$\frac{\sigma_{\text{GTR}}}{\sigma_{\text{IAS}}} = \frac{K(E_{\text{GTR}}, \omega_{\text{GTR}})}{K(E_{\text{IAS}}, \omega_{\text{IAS}})} \frac{N_{\sigma\tau}}{N_\tau} \left| \frac{J_{\sigma\tau}}{J_\tau} \right|^2 \frac{B(\text{GT})_{\text{GTR}}}{B(F)_{\text{IAS}}} \quad (31)$$

となる。ここで、 $B(\text{GT})_{\text{GTR}}$ 、 $B(F)_{\text{IAS}}$ はそれぞれ、GTR および、IAS のピークに含まれる Gamow-Teller および、Fermi 遷移強度である。GTR、IAS の励起エネルギーの差が十分小さいとして

$$K(E_{\text{GTR}}, \omega_{\text{GTR}})/K(E_{\text{IAS}}, \omega_{\text{IAS}}) = 1 \quad (32)$$

と近似した。また、重い核に対しては $N_{\sigma\tau}/N_\tau = 1$ と近似できる [53]。実験的に得られた GTR と IAS のピークの反応断面積の比 (15.0 ± 3.1) および、前節でえた有効相互作用の比 $|J_{\sigma\tau}/J_\tau|^2 = 8.24 \pm 1.1$ を代入する。さらに、 ^{208}Bi の IAS のピークに含まれる Fermi 遷移強度は Fermi 遷移の和則 ($(N-Z)=44$) の 100% をつくっているので、 $B(F)_{\text{IAS}=44}$ を代入すると GTR のピークに含まれる Gamow-Teller 遷移強度が実験的に決まる。得られた Gamow-Teller 遷移強度は、 $B(\text{GT})_{\text{GTR}} = 80 \pm 20$ で、この Gamow-Teller 遷移強度は Gamow-Teller 遷移の和則 ($3(N-Z)=132$) [1] の $60 \pm 15\%$ であり、この値は 1980 年代に系統的に (p,n) 反応で測定されたのクエンチ係数 (50% ~ 60%) [12] に一致する。

5 理論との比較

5.1 陽子崩壊巾

解析によって得られた GTR と IAS の陽子崩壊の分岐比と陽子崩壊巾を表 6, 7 に示す。ここで GTR の全巾としては、本研究で得られた 3.72 MeV を用い、IAS の全巾としては、Melzer *et al.* による、232 keV [49] を用いた。これまでに実験的に得られた部分陽子崩壊巾も表 6, 7 に示してある。今回得られた IAS の部分陽子崩壊巾は、これまでのデータに非常によく一致している。このことは、本研究での部分崩壊巾の決定が信頼するに足るものであることを示している。一方、本実験で得られた GTR の陽子崩壊巾は 27 MeV/A で得られている結果 [36] と全く異なっている。これは、100 MeV/A 以下の入射エネルギーでは GTR の励起が弱い、1 章で述べたように他の多段階過程などの混入のため GTR の陽子崩壊巾を分離することは困難である。

これらの結果は、0 度に散乱された t 粒子と陽子の角度相関が等方的であると仮定して得られたものである。しかし一般には 1^+ 状態からの崩壊陽子との角度相関関数は、Legendre 関数を用いて、 $1 + a_2 P_2$ とかける [36]。陽子の散乱角度 132 度と散乱角度 151 度でのデータ点のフィッティングにより得られた GTR からの $3p_{1/2}$ と $(2f_{5/2} + 3p_{3/2})$ への陽子崩壊の角度相関に対する a_2 は 0 とコンシステントであった。得られた t 粒子と陽子の角度相関を図 25 に示す。また、 $1i_{13/2}$ と $2f_{7/2}$ 状態への陽子崩壊の係数も 0 とコンシステントであったが、統計が少ないため不確定さは大きい。 0^+ 状態である IAS からの陽子崩壊の角度相関も等方的であった。GTR と IAS への遷移はいずれも軌道角運動量移行がない ($\Delta L=0$) ので、陽子崩壊の角度相関は等方的であると期待できるので、自然な結果であるといえる。

表 6, 7 の 3 列目から 6 列目に Colò *et al.* [40] による Skyrre 相互作用を用いた continuum Tamm-Dancoff 近似 (TDA) に基づく理論計算の結果を示す。Colò *et al.* は、スプレッディングの効果をコレクティブな振動モードとの結合を導入することにより取り入れている。3 列目と 4 列目には純粋な Hartree-Fock 近似による波動関数を用いた計算により得られた陽子崩壊分岐比が示してあり、5 列目と 6 列目には陽子放出エネルギーと中性子の S 因子に現象論的な値を用いて計算された値を示してある。3 列目と 4 列目は SIII 相互作用を用いた計算で、5 列目と 6 列目は SGII 相互作用を用いた計算である。IAS の陽子崩壊は、SIII 相互作用を

用いた場合におおむね再現される。IAS の全巾と、励起エネルギーはスプレディングの効果を導入してもあまり大きくは影響されない。それは、IAS のスプレディングは isovector 型の monopole 共鳴とクーロン相互作用を介して結合することによって起こり、IAS の中性子崩壊はアイソスピン選択則により抑制されているからである。実験的に得られた IAS の中性子崩壊の分岐比は $31 \pm 3\%$ [37] しかなく、これは陽子崩壊の分岐比 $58 \pm 9\%$ とコンシステントな結果である。しかしながら、GTR からの陽子崩壊の場合スプレディングの効果が重要である。それは、GTR のスプレディングが状態密度の高い二粒子-二空孔状態と強い相互作用を介して結合するためである。このことは実験的に得られた GTR の陽子崩壊の分岐比が $4.9 \pm 1.3\%$ しかないという結果と一致している。

Colò *et al.* と Udagawa *et al.* [41] はスプレディングの効果を半現象論的に導入した理論計算により、GTR の中央部のバンブに含まれる GT 強度は和則の約 60% に相当し、GTR の全巾及び励起エネルギーに大きな効果があることを示した。Colò *et al.* による純粋な Hartree-Fock 波動関数を用いた計算では、GTR の励起エネルギーが実験で得られた値よりも 2 MeV から 3 MeV 高い値を示していて、陽子崩壊の分岐比を大きく見積もる傾向がある。現象論的な中性子の S 因子と、陽子の放出エネルギーを用いることにより、陽子崩壊の分岐比は実験に近ずき、SGII 相互作用を用いた計算はよく実験値を再現している。しかし、IAS に対しては SGII 相互作用を用いた計算は分岐比を小さく見積もっており必ずしもコンシステントでない。4.2 章でも述べたように、コインシデンススペクトルの GTR の中央値のシフトは、クーロン障壁や、遠心力障壁により低いエネルギーの陽子放出が抑制されることにより起こる可能性があり、GTR の陽子崩壊の分岐比は GTR の励起エネルギーに敏感であると考えられる。したがって理論計算においても、GT 強度の励起エネルギー分布が陽子崩壊の分岐比に影響があると考えられる。

近年の Muraviev と Urin による continuum 乱雑位相近似に基づく GTR の陽子崩壊巾の理論計算によると [42]、陽子放出エネルギーに現象論的な値を用い、Landau-Migdal 力の強さを、 $g'=1.2$ とすると、おおむね実験値を再現する。しかし、 $g'=1.4$ とすると、さらによく実験値を再現する。しかし、このような傾向は一般的に用いられる値 [16] と異なる。

Udagawa *et al.* はスプレディング効果を虚数部の光学ポテンシャルにより取り込んだ continuum TDA に基づく理論計算により得られた GT 強度の分布が二粒子-二空孔状態までを陽に扱った RPA 計算による GT 強

度分布 [15] とよく対応していることを指摘している。このことは GT 強度のクエンチングの問題の理解と同様に巨大共鳴の緩和の過程の理解にも二粒子-二空孔状態の陽な取り扱いが重要であることを示している。

spin dipole 共鳴の ^{207}Pb の各中性子空孔状態への部分崩壊巾は、エネルギーの高い陽子のエネルギー分解能が十分でなかったために、分離することが出来なかった。しかし、SDR の各中性子空孔状態への分岐比は GTR とは大きく異なっている。 $1i_{13/2}$ と $2f_{7/2}$ はより強く分布しており、 $3p_{1/2}$ は弱いという傾向がある。さらにコインシデンスのスペクトルから決定した SDR の陽子崩壊の分岐比は、 $14.1 \pm 4.2\%$ であり、SDR を一つの共鳴だと仮定すれば、その巾は $8.7 \pm 0.35 \text{ MeV}$ となるので、これにより陽子崩壊巾は $1.18 \pm 0.35 \text{ MeV}$ となる。しかしながら実際には SDR のバンブは 3 つのスピ成分 (0^- , 1^- , 2^-) から成り立っており、それぞれの励起エネルギーは $E_x(0^-) > E_x(1^-) > E_x(2^-)$ となっていると考えられる。これらの (0^- , 1^- , 2^-) の成分をシングルスからのスペクトルから実験的に分離することは出来なかった。また、コインシデンスのスペクトルからも崩壊陽子の測定角度が二点と少なかったので分離することが出来なかった。しかし、さらに多くの角度点で陽子を測定すればシングルスからのスペクトルでは分離し得ない SDR のスピ成分が、 t 粒子と陽子の角度相関関数から中間状態の SDR のスピ成分を分離できるものと期待され、今後の課題であるといえる。SDR の全陽子崩壊の分岐比は、GTR と比較してかなり大きい。このことは、定性的には放出される陽子のエネルギーが高く、クーロン障壁や遠心力障壁を越えるのに十分なエネルギーを持っているためと考えられる。また、 $1h_{9/2}$ 中性子空孔状態へ崩壊する幅の広いローカスもあり、理論的な解析が望まれる。

6 結論

入射エネルギー 450 MeV の ^3He ビームを用いて $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{tp})$ 反応を測定し、isobaric analog 状態、Gamow-Teller 共鳴、spin dipole 共鳴からの陽子崩壊を測定した。0 度近傍の超前方に散乱された t 粒子のエネルギーを電磁石スペクトログラフで測定し、後方角度に置いた半導体検出器で崩壊陽子のエネルギーを測定した。

本研究により、初めて ^{208}Bi の Gamow-Teller 巨大共鳴からの陽子崩壊の分岐比を決定した。得られた分岐比は、 $4.9 \pm 1.3 \%$ であった。 ^{207}Pb 中性子空孔状態への部分陽子崩壊巾は、 $58.4 \pm 11.2 \text{ keV}$ ($\Gamma_{3p1/2}^{\uparrow}$)、 $101.5 \pm 15.6 \text{ keV}$ ($\Gamma_{3p3/2}^{\uparrow} + \Gamma_{2f5/2}^{\uparrow}$)、 $8.3 \pm 9.2 \text{ keV}$ ($\Gamma_{1i11/2}^{\uparrow}$)、 $15.6 \pm 7.4 \text{ keV}$ ($\Gamma_{2f7/2}^{\uparrow}$)、である。

同時に測定した isobaric analog 状態からの部分陽子崩壊巾は、過去のデータによく一致した。continuum 乱雑位相近似および、Tamm-Dancoff 近似に基づく理論計算もよく IAS からの部分陽子崩壊巾を再現する。このことは IAS の微視的構造の理解が十分なされていることを意味する。

一方、GTR からの陽子崩壊巾は、入射エネルギー 81 MeV で得られた過去のデータとは全く異なっている。これは以前の結果が低い入射エネルギーで得られたもので、Gamow-Teller 遷移の励起が十分でなく、多段階過程などの混入を分離することが容易ではなかったためと考えられる。スプレッディングの効果を取り込んだ continuum Tamm-Dancoff 近似に基づく理論計算はおおむね今回の実験値を再現する。

スピン・アイソスピン巨大共鳴からの陽子崩壊は、巨大共鳴からの直接崩壊と、明確な対応をしている。したがって、共鳴の崩壊過程を記述する巨大共鳴の微視的構造論の妥当性を評価する上で、非常に厳しい制限を与える。

本研究により、 ^{208}Bi の Gamow-Teller 巨大共鳴からの直接陽子崩壊の測定が確立され、今後さらにスピン・アイソスピン共鳴の微視的構造の研究が進展することが期待される。

謝辞

この研究を進めるに当たり、多くの方々からご指導、ご協力をいただき感謝いたします。

阪大核物理研究センターの藤原守先生、ミシガン大学の J. Jänecke 先生、オランダ KVI の N.M. Harakeh 先生には実験、解析を通じて多大なご指導、ご助言、ご協力をいただき、心から感謝いたします。

有益なご指導、ご助言をいただいた大阪大学核物理センター長江尻宏泰先生に心から感謝いたします。

共同実験者として、惜しみないご協力をいただいた、M.B. Greenfield 先生、鹿取謙二先生、田中正義先生、酒井英行先生、中山信太郎先生、藤田佳孝先生、与曾井優先生、酒見泰寛氏、猪股亨氏、大東出氏に心から感謝いたします。

実験遂行に当たり、ご協力いただいた細野和彦先生、野呂哲夫先生、畑中吉治先生、外川浩章先生ほか阪大核物理研究センターの方々に心から感謝いたします。

原子核物理学研究室の今井憲一先生、坂口治隆先生、中村正信先生、村上哲也先生には多くのご指導、ご助言をいただき心から感謝いたします。

最後に、多くのご指導、ご助言をいただいた小林農作先生に心から感謝します。

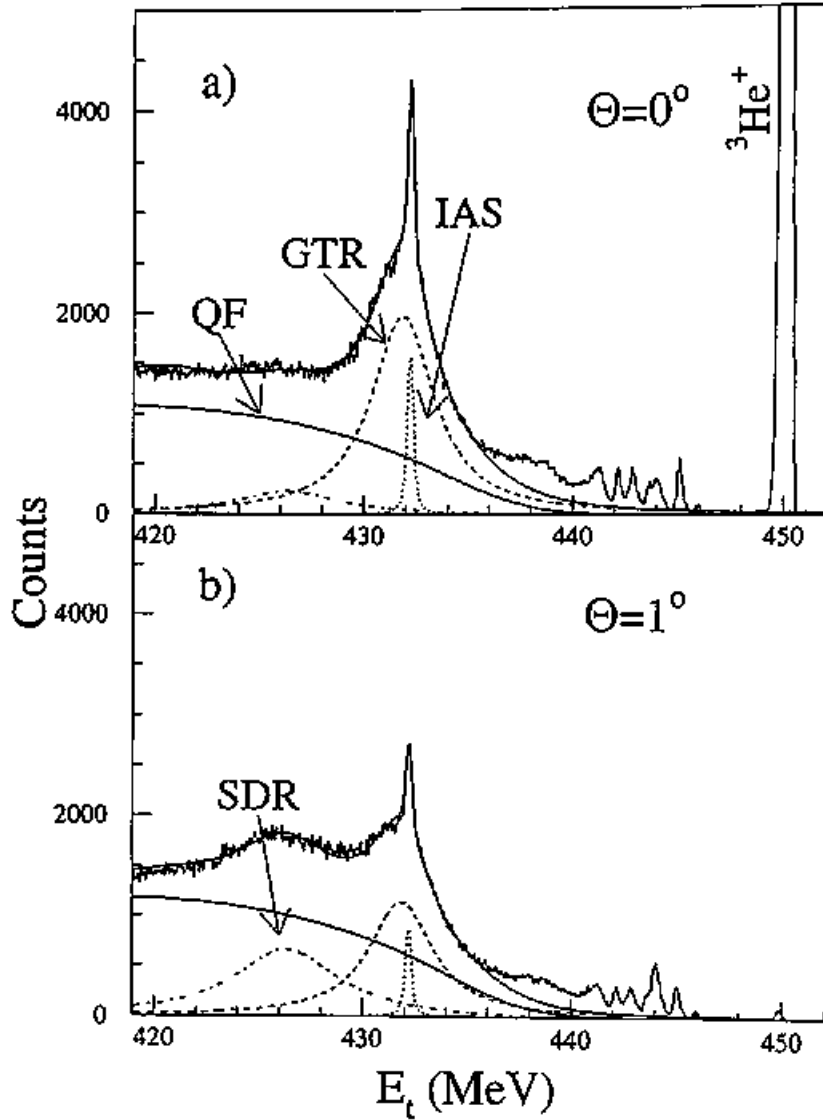


図 1: $E_{3\text{He}} = 450 \text{ MeV}$ $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, t)$ 反応のエネルギースペクトル。a) は 0 度を中心に横 ± 7 縦 $\pm 10 \text{ mr}$ の範囲にゲートをかけたエネルギースペクトル。450 MeV の鋭いピークはターゲットでのアトミックな電荷交換反応による $^3\text{He}^+$ 粒子。b) は 1 度を中心に横 ± 7 縦 $\pm 10 \text{ mr}$ の範囲にゲートをかけたエネルギースペクトル。実線はフィットの結果、破線は Gamow-Teller 巨大共鳴 (GTR)、点線は isobaric analog 状態 (IAS)、一点鎖線は spin dipole 共鳴 (SDR)、実線は準弾性散乱 (QF) を表す。

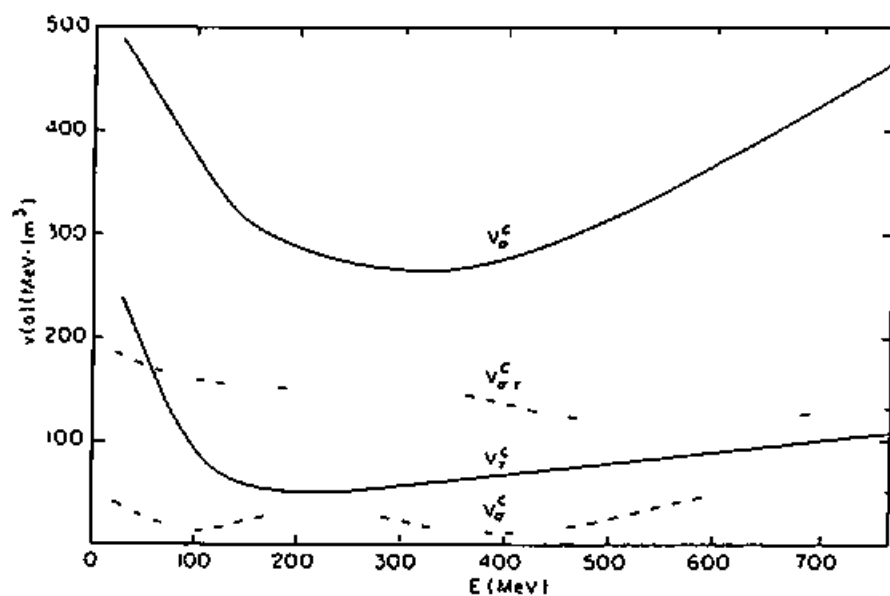


図 2: 有効核力の理論 [18] による核子核相互作用中心力項のエネルギー依存性。

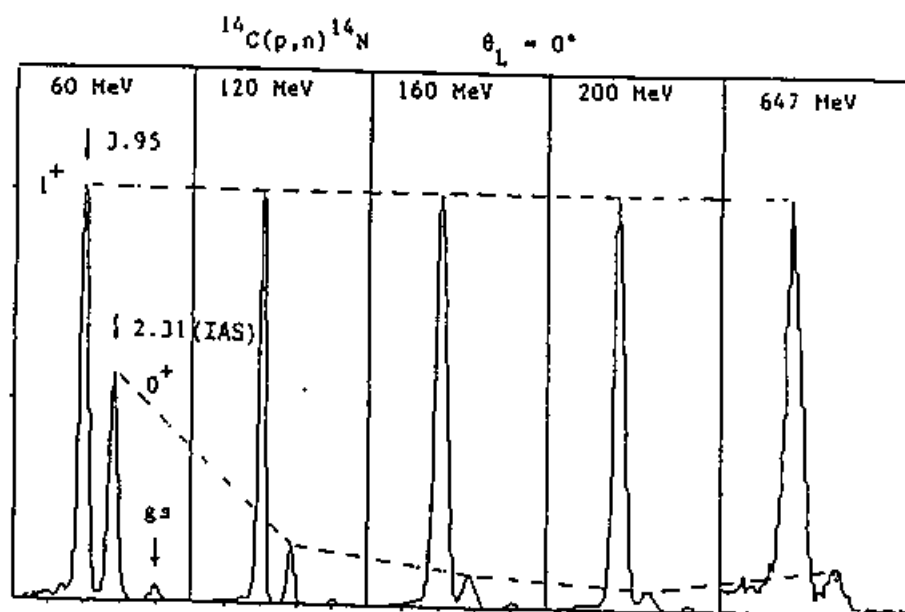


図 3: 様々な入射エネルギーでの 0 度での $^{14}\text{C}(^3\text{He}, t)$ 反応のエネルギースペクトル [20]。縦軸は Gamow-Teller 準位 ($E_x=3.95$ MeV) に規格化してある。

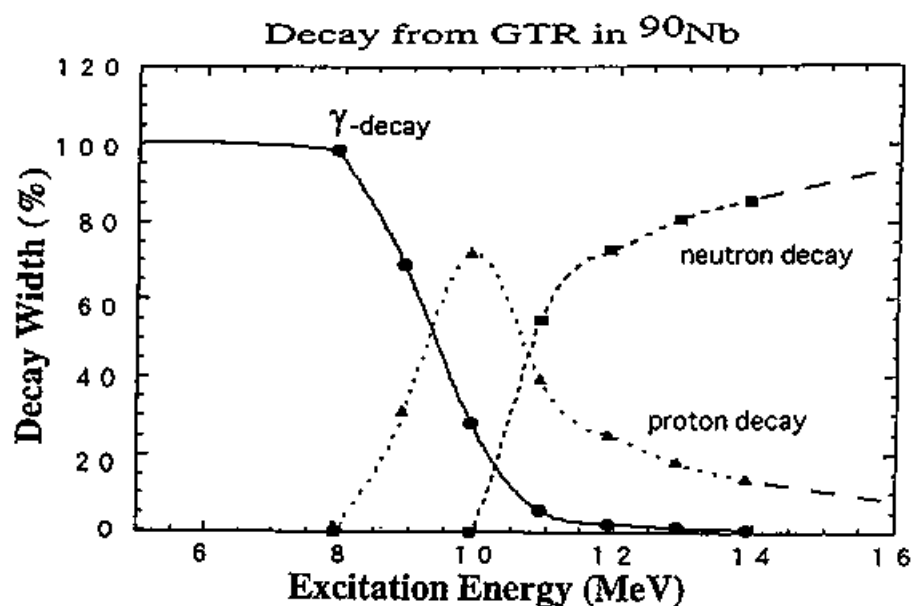


図 4: 統計モデルによる γ 崩壊、陽子崩壊、中性子崩壊の分岐比のシミュレーション。

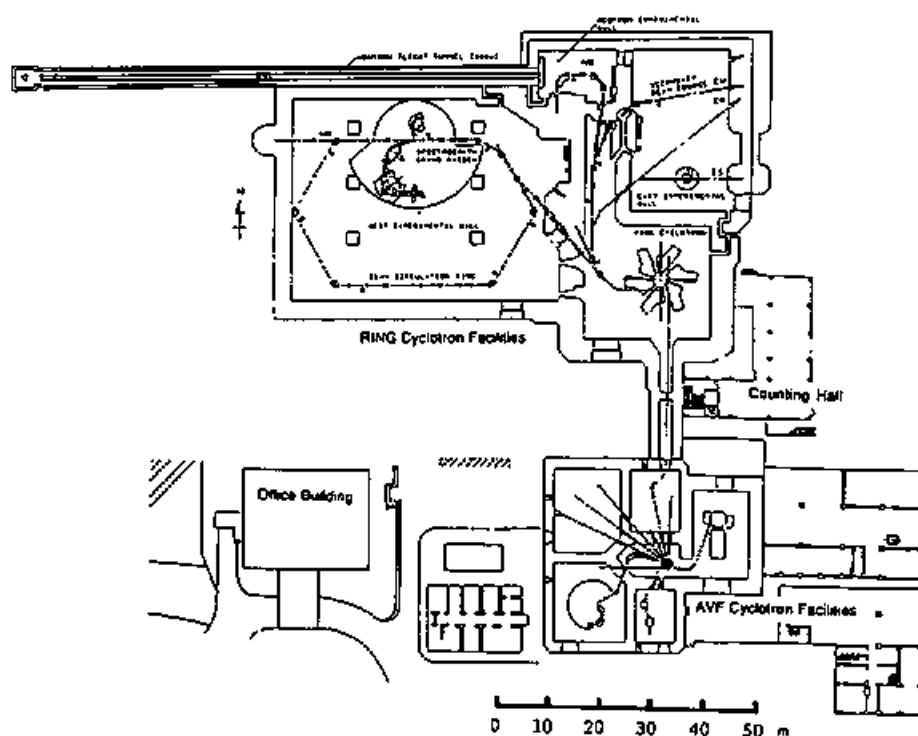


図 5: RCNP 加速器施設の全体図。上中央が Grand Raiden の設置されている西実験室 (WN)

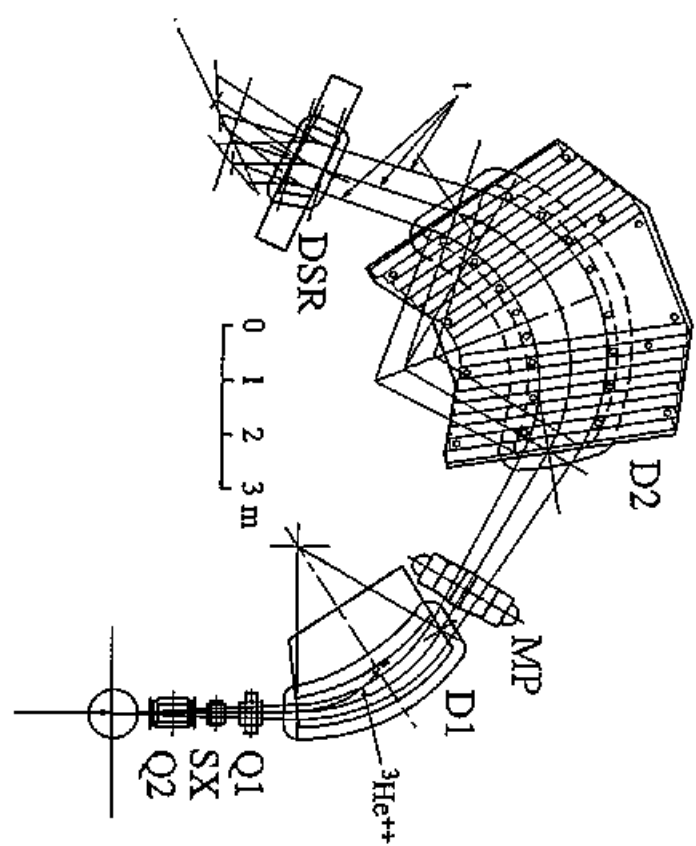


図 6: Grand Raiden の全体図。入射した ${}^3\text{He}^{++}$ ビームは D1 電磁石内の Faraday Cup で止めた。

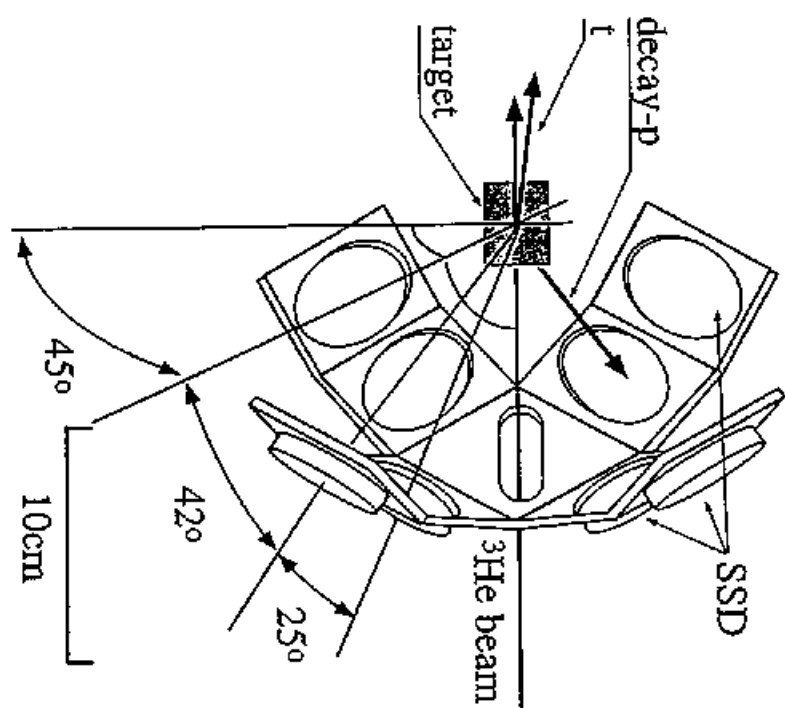


図 7: SSD の散乱槽内の配置図

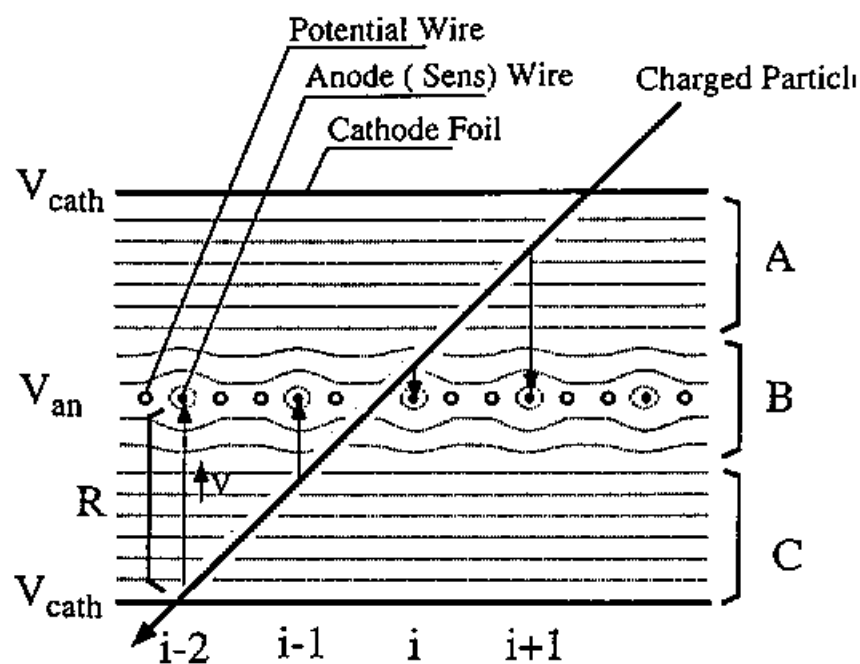


図 10: MWDC の内部構造

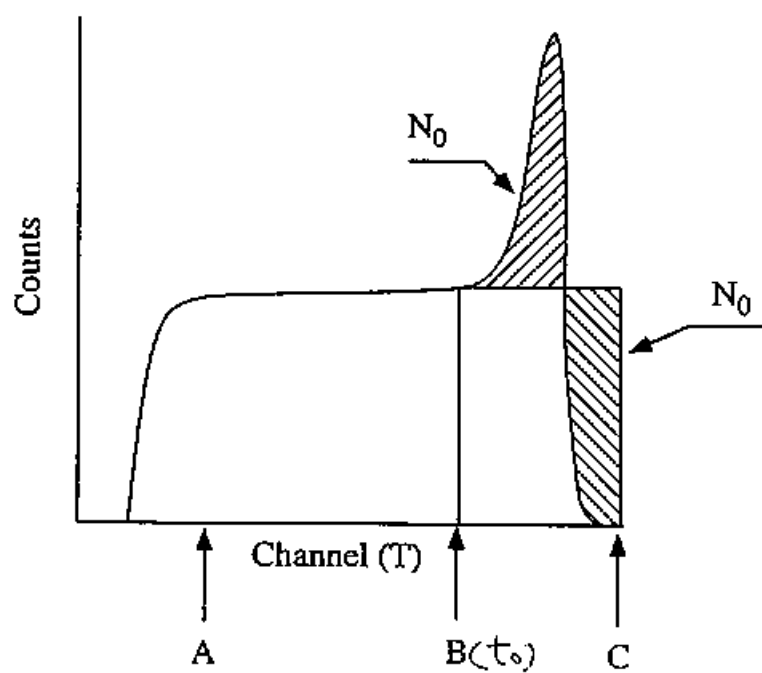


図 11: MWDC のドリフトスペクトルの模式図。図は X 面全体にほぼ均一にビームを入射した場合の図

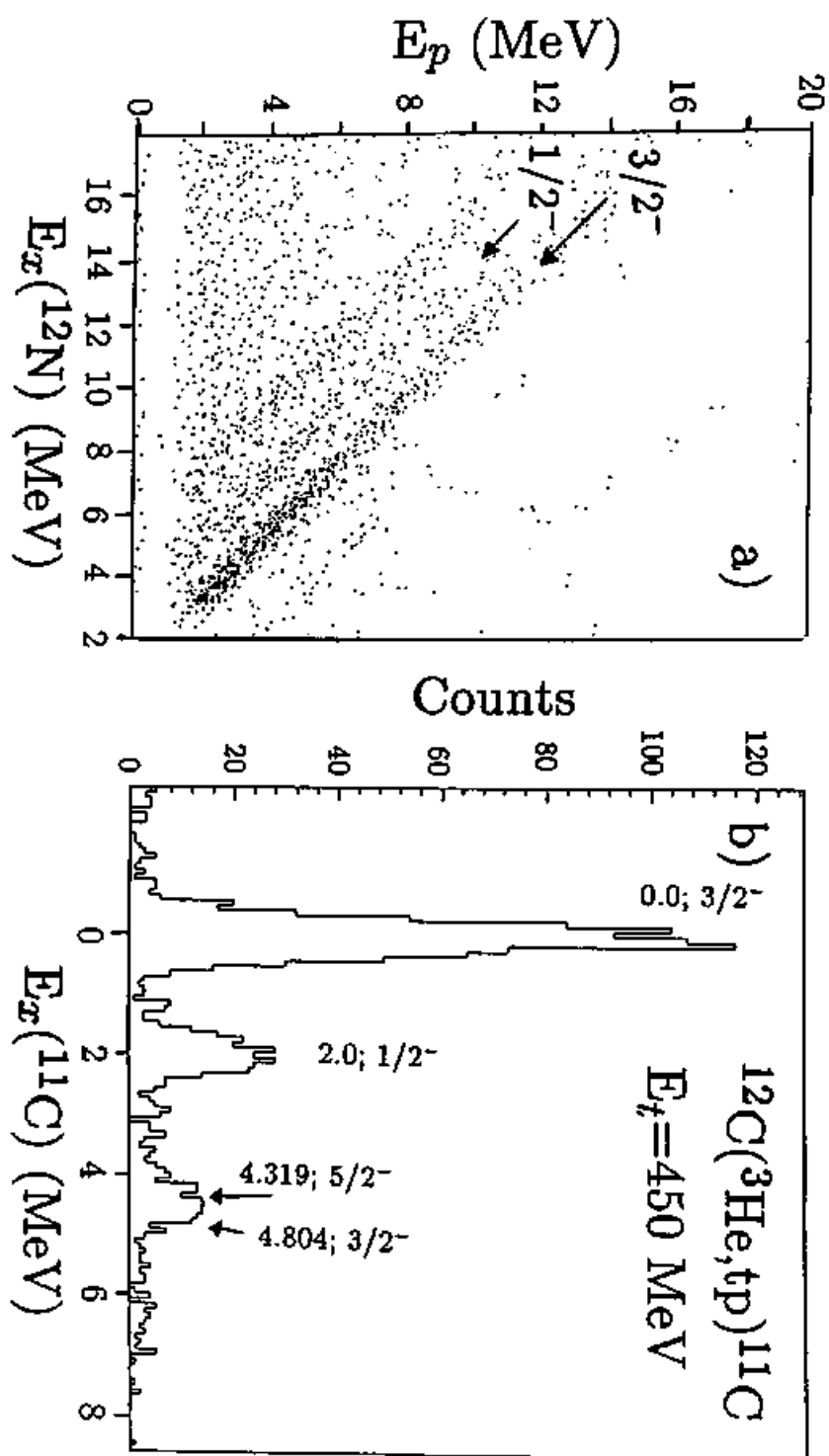


図 12: $^{12}\text{C}(^3\text{He}, tp)$ 反応のヒストグラム

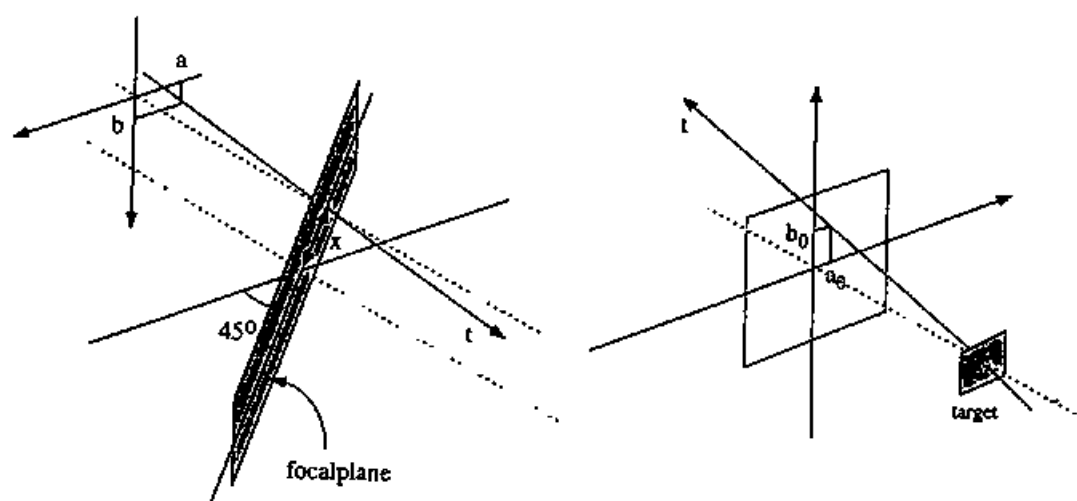


図 13: スペクトログラフの座標系

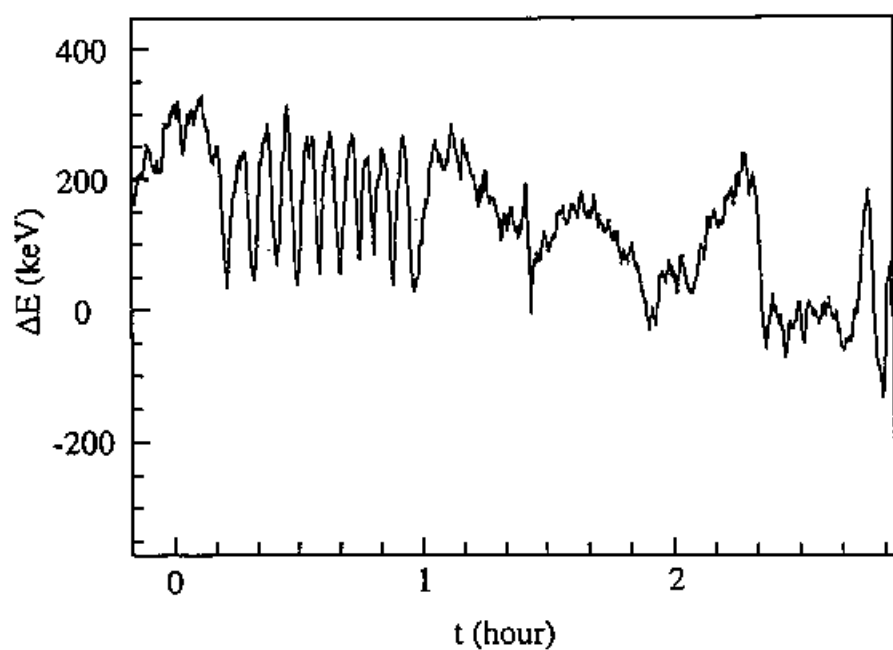


図 14: 入射 ${}^3\text{He}^{++}$ ビームのエネルギーの時間変動。ターゲットでの ${}^3\text{He}^{++}$ の電子捕獲反応による ${}^3\text{He}^+$ のエネルギーをスペクトログラフで測定し、約 500 イベントの平均をとった。

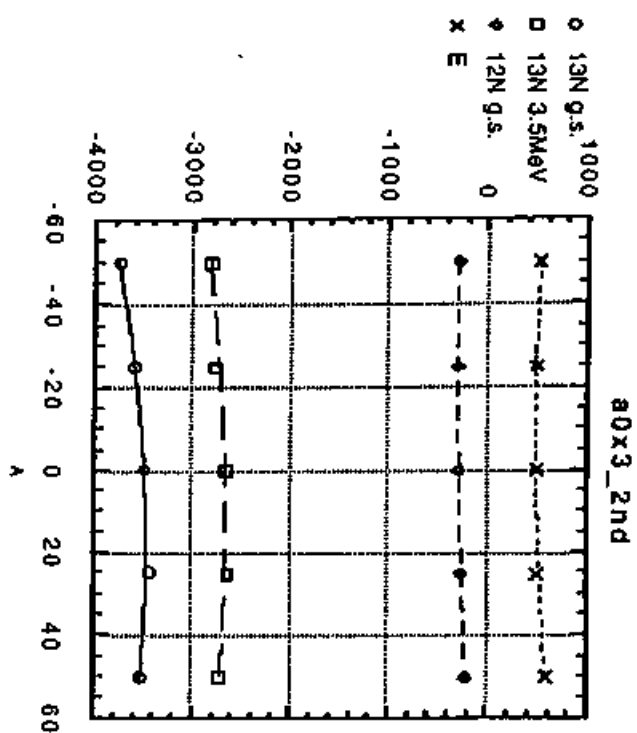


図 15: $C(^3\text{He}, t)$ 反応の励起準位のスペクトログラフ焦点面での位置と、角度の相関。縦軸は焦点面での位置 (0.1 mm/ch)、横軸は角度 (mr/ch)

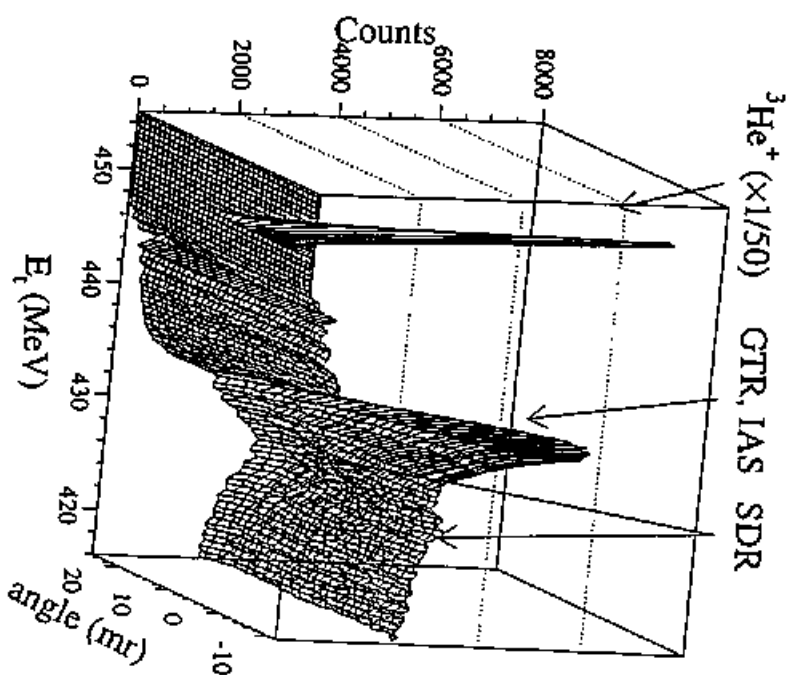


図 16: $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, t)$ 反応のエネルギー-スペクトルの励起エネルギーとターゲット上での散乱方向の散乱角度のプロット。縦軸はスペクトログラフの中心軌道を原点とした散乱角、横軸は粒子のエネルギー。450 MeV にあるめだったピークはターゲットでのアトミックな荷電交換反応による $^3\text{He}^+$ 粒子。 $E_t=433$ MeV 付近のピークは GTR と IAS により、 $E_t=428$ MeV 付近の ± 1 度をピークとするパワープは SDR による。

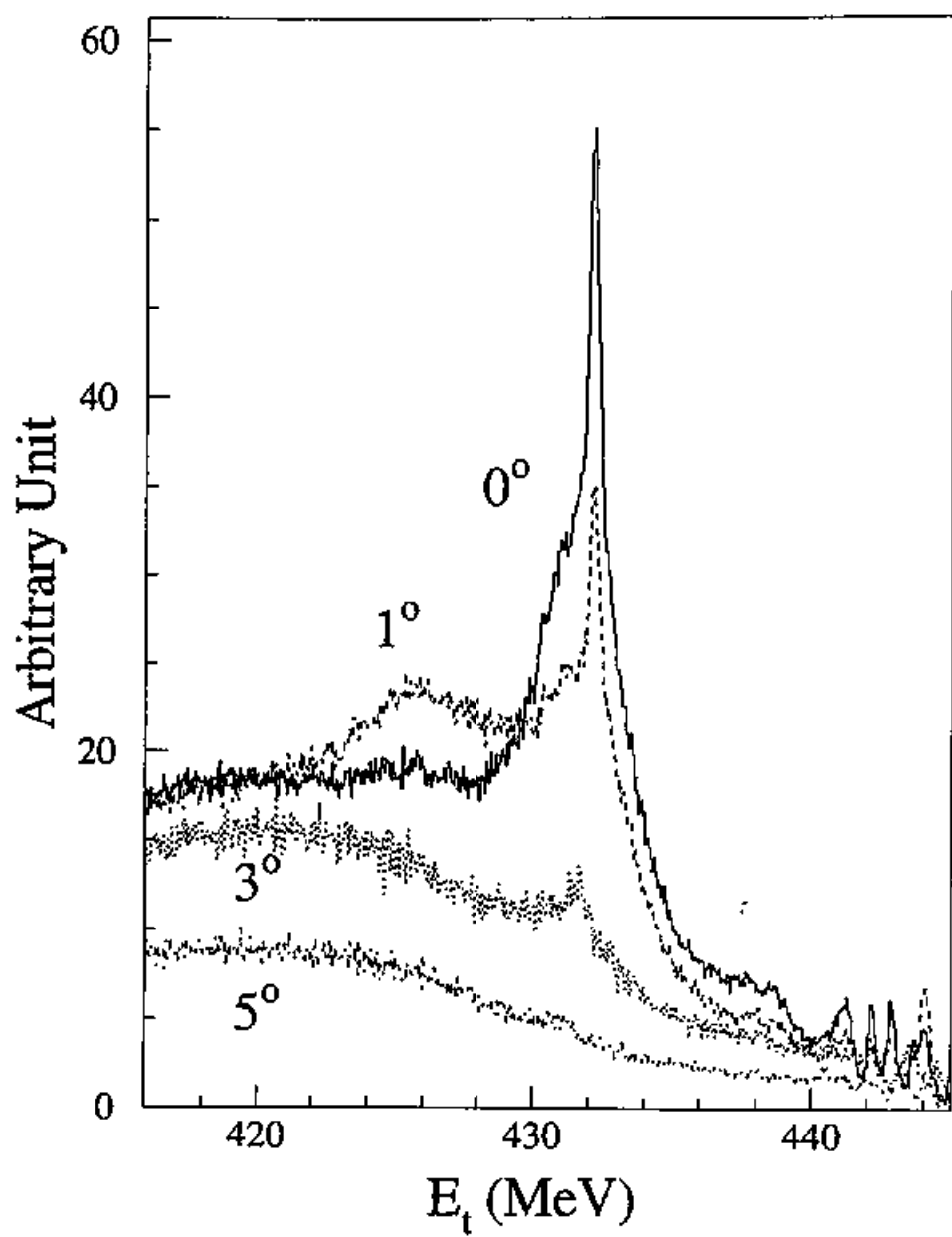


図 17: 450 MeV での $(^3\text{He}, t)$ 反応のエネルギースペクトルの 0° , 1° , 3° , 5° 度での角度分布。

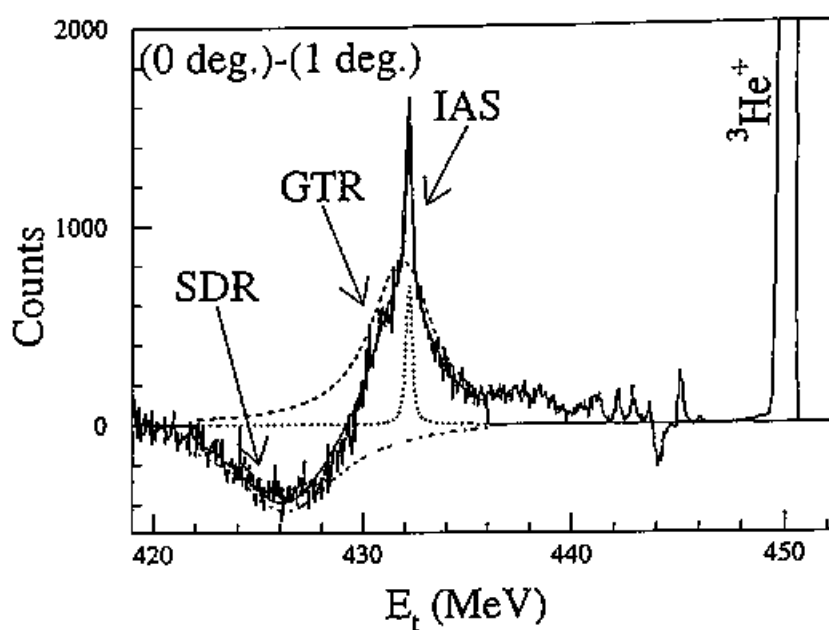


図 18: 0 度での $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ 反応のエネルギースペクトルから 1 度でのスペクトルをさし引いた図。 $\Delta L=0$ の遷移である GTR や IAS は 0 度でピークとなるため正の値となり、 $\Delta L=1$ の遷移である SDR は 1 度付近で極大となるため負の値となる。

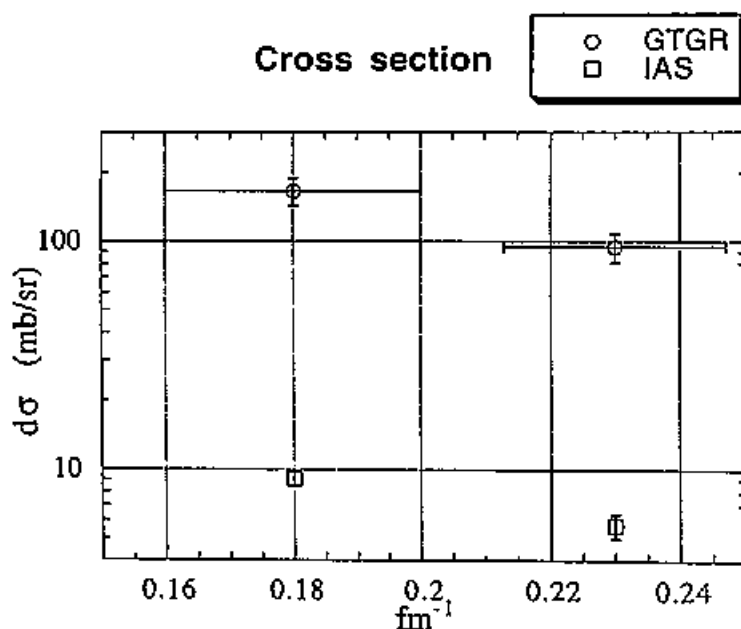


図 19: $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ 反応の散乱断面積の角度分布。GTR に対する q 方向の誤差棒は、全巾 Γ の広がりによる、エネルギー移行量 ω の広がりに対応している。

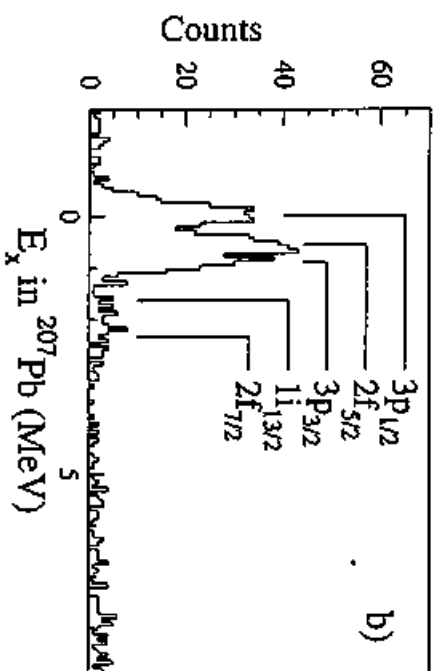
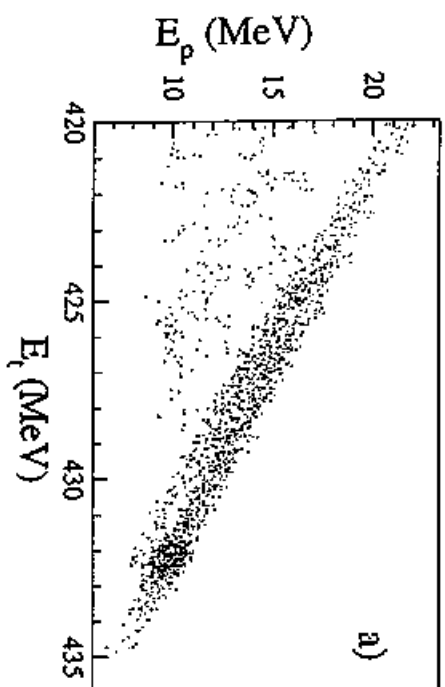


図 20: 0 度での $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{tp})$ 反応のスベクトル。a) E_i と E_p の二次元プロット。b) ^{207}Pb の中性子空孔状態にゲートをかけたエネルギー・スベクトル。

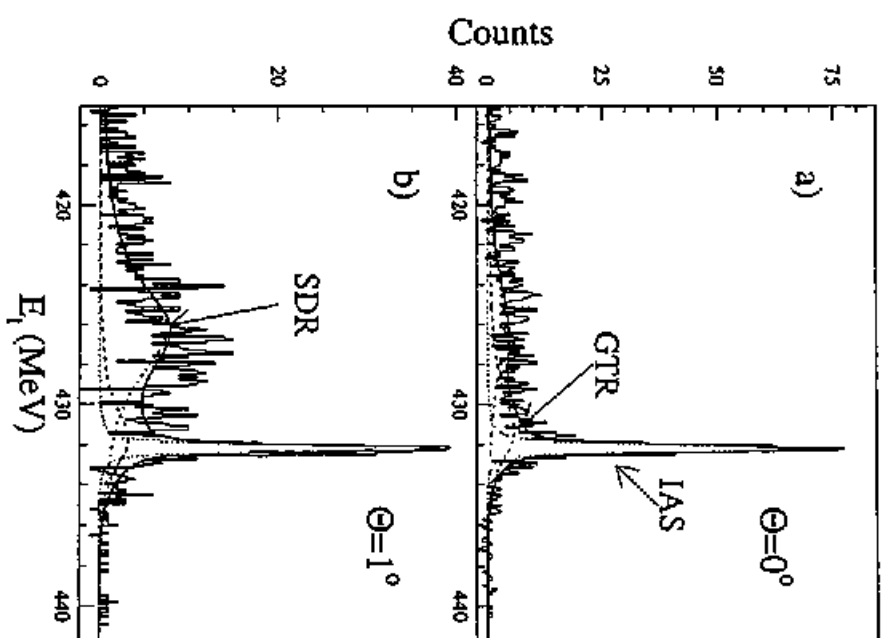


図 21: ^{207}Pb の中性子空孔状態にゲートをかけたエネルギー・スベクトル。a) 0 度での $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{tp})$ 反応のスベクトル。b) 1 度での $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{tp})$ 反応のスベクトル。実線はフイットの結果を表し、破線は GTR の寄与を、点線は IAS の寄与を、一点鎖線は SDR の寄与を表す。

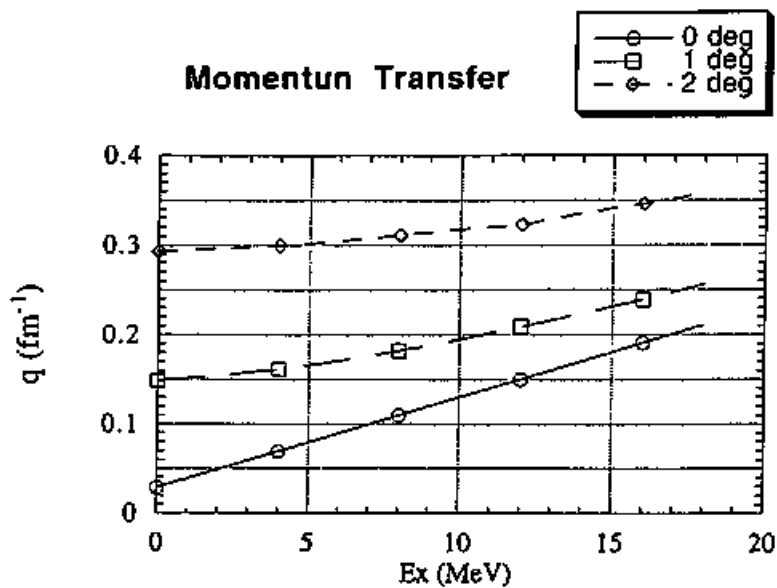


図 22: $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, t)$ 反応の小角度散乱 (0° , 1° , 2°) での励起エネルギーと運動量移行量の関係

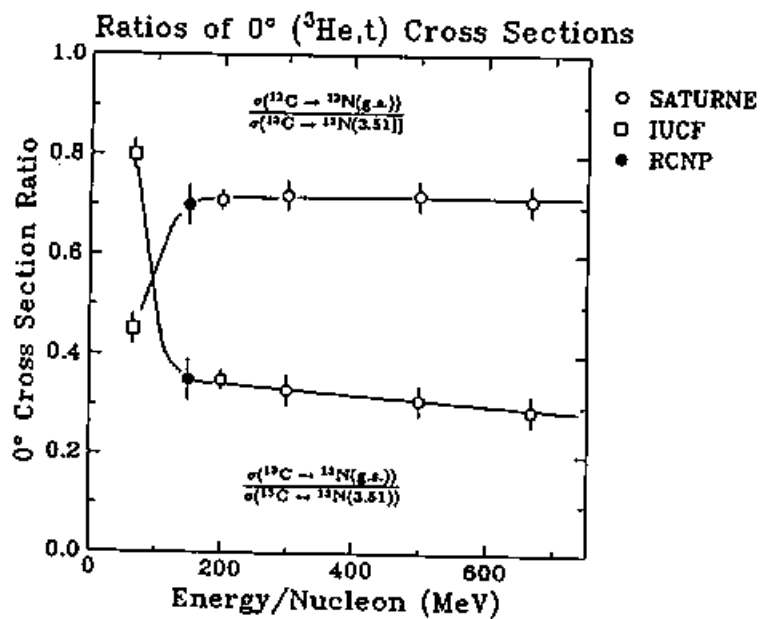


図 23: $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$, $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)$ の散乱断面積の比の、エネルギー依存性。150 MeV/A の以外の値は、ref. [21] からとった。70 MeV/A の値は、[57] による。

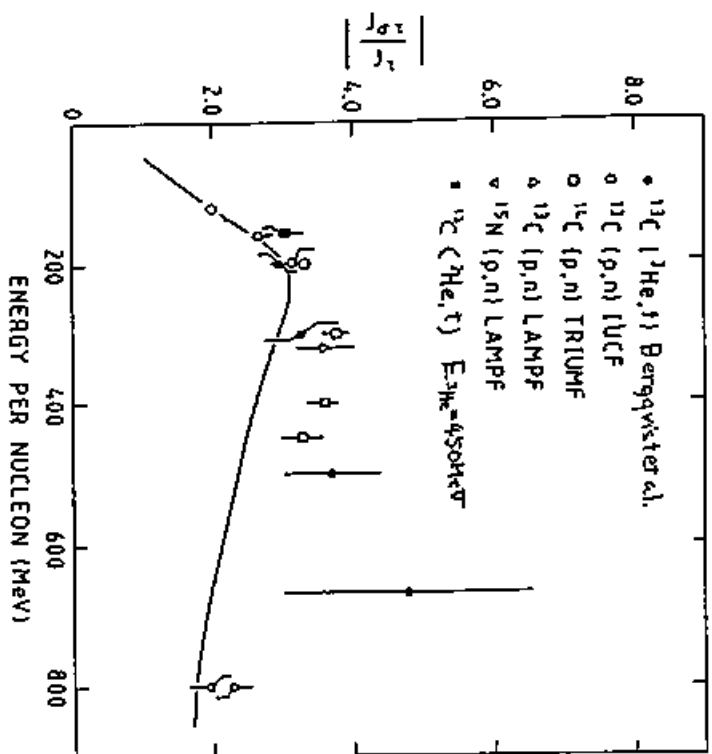


図 24: $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{12}\text{N}_{g.s.}$ 、 $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{12}\text{N}_{g.s.}$ の微分断面積の比から求められる、 $|d\sigma/d\Omega|$ 、150 MeV/A の以外の値は、ref. [21] からとった。

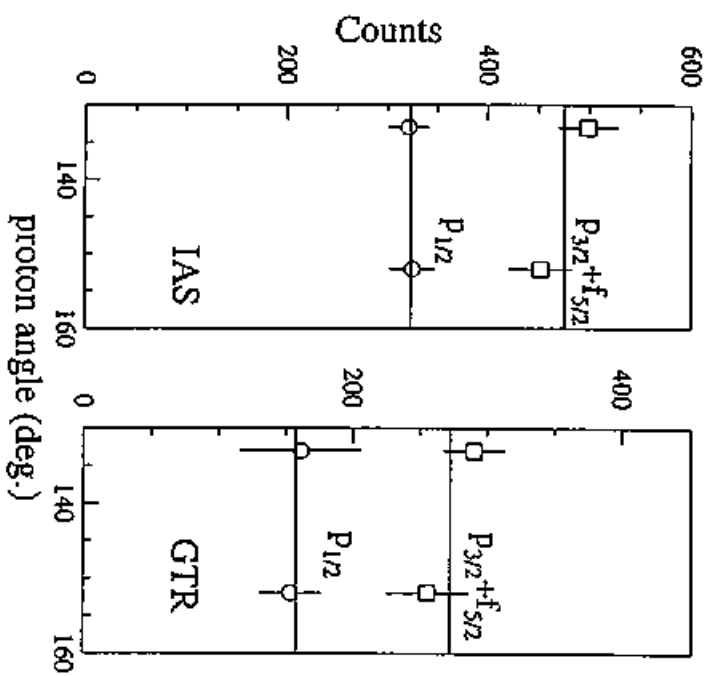


図 25: IAS、GTR からの陽子崩壊の、 t 粒子と崩壊陽子の角度相関。角度は陽子の散乱角度。

表 1: スペクトログラフ Grand Raiden 設計仕様

中心軌道半径	3 m	全偏向角	162°
旋回角度	-4° ~ 90°	焦点面長さ	120 cm
焦点面角度	45°	最大磁場	1.8 T
最大磁気剛性	5.4 T-m	横倍率	-0.417
縦倍率	5.98	運動量分散	15.4 m
運動量測定範囲	5 %	運動量分解能	37,000
水平方向立体角	± 20 mr	垂直方向立体角	± 70 mr
立体角	~ 5.6 mr		

表 2: MWDC の仕様

sensitive area	1150 mm ^W × 45 mm ^H
cathode-anode spacing	10 mm
ANODE	
structure	X-U-V 3 anodes
sens wire	20 μm Au-W
potential wire	50 μm Au-Cu/Be
anode wire spacing	2 mm
sens wire spacing	6 mm(X), 4 mm(U), 4 mm(V)
wire tilt angle	0°(X), +48.19°, -48.19°
number of sens wire	192 each
Voltage	0 V(sens), -300 V(potential)
CATHODE	
matter	6 μm, 10 μm carbon-alamid film
Voltage	7 kV
gas	Argon(70%)+Iso-Butane(30%)+Isopropyl-Alcl
flame	G-10
gas seal	12.5 μm Alamid film
size	1600 mm ^W × 445 mm ^H × 100 mm ^D
preamplifier	LeCroy 2735DC
TDC read out system	LeCroy 4290 System

表 3: エネルギー校正に用いた ^{12}C と ^{13}C の準位

isotope	J^π	E_x (MeV)	E_t (MeV)
^{12}C	g. s.	-17.355 ^{a)}	432.59
	2^+	0.96	431.62
	(0^+)	2.445	430.13
		4.15 ^{b)}	428.41
^{13}C	g.s	-2.239 ^{a)}	447.76
	$3/2^-$	3.511	444.24

a) ($^3\text{He},t$) 反応の Q 値

表 4: 得られた GTR、IAS、SDR の巾、励起エネルギー、散乱断面積

Resonances	E_x (MeV)	Γ (MeV)	σ_{0° (mb/sr)	σ_{1° (mb/sr)
GTR	15.6 ± 0.2	3.72 ± 0.25	166 ± 23	95 ± 14
IAS	15.2	0.23 ^{a)}	10.2 ± 0.7	6.4 ± 0.7
SDR	21.1 ± 0.8	8.4 ± 1.7		112 ± 19

a) ref. [49]

表 5: ^{13}N , ^{12}N の B(GT) 及び B(F)

励起準位	B(GT)	B(F)
$^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}$ g. s.	$0.206 \pm 0.004^{\text{a)}}$	1.00
$^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}$ (3.51MeV)	$0.83 \pm 0.04^{\text{b)}}$	0.00
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}$ g. s.	0.882 ± 0.006	$0.00^{\text{c)}}$

a) ref. [55]、b) ref. [56]、c) ref. [58]、

表 6: 理論と、実験で得られた ^{208}Bi の GTR から ^{207}Pb の中性子空孔状態へ崩壊の分岐比と、エスケープ巾。すべての巾の単位は keV。

Decay channel	$E_x^a)$ (keV)	theor				exp ^{f)}		exp ^{g)}	
		ref. [40] ^{b)}	ref. [40] ^{c)}	ref. [40] ^{d)}	ref. [40] ^{e)}	$\Gamma_{pi}^\dagger/\Gamma^J)$	Γ_{pi}^\dagger	$\Gamma_{pi}^\dagger/\Gamma^g)$	Γ_{pi}^\dagger
$3p_{1/2}$	0	0.037	0.022	0.033	0.018	0.132 ± 0.016	570 ± 70	0.018 ± 0.003	58.4 ± 11.2
$2f_{5/2}$	570	0.051	0.030	0.013	0.007	incl. in $p_{3/2}$	incl. in $p_{3/2}$	incl. in $p_{3/2}$	incl. in $p_{3/2}$
$3p_{3/2}$	898	0.055	0.033	0.035	0.019	0.261 ± 0.069	1130 ± 300	0.027 ± 0.004	101.5 ± 15.6
$1i_{13/2}$	1633	0.001	0.001	0.003	0.001	0.411 ± 0.115	1780 ± 500	0.002 ± 0.002	8.3 ± 9.2
$2f_{7/2}$	2340	0.009	0.005	0.010	0.003	0.196 ± 0.069	850 ± 300	0.004 ± 0.002	15.6 ± 7.4
$1h_{9/2}$	3413	0.001	0.001	0.001	$< 10^{-3}$				
$\sum_i \Gamma_{pi}^\dagger/\Gamma$		0.154	0.092	0.095	0.048	~ 1.00	~ 4330	0.049 ± 0.013	184 ± 49
Γ		3000	3000	3100	3100		4330		3720

^{a)} Nuclear Data Sheet.

^{b)} SIII 相互作用による。終状態は純粋な Hartree-Fock 近似の結果。

^{c)} SIII 相互作用による。エネルギーおよび、波動関数は現象論的な値を用いて補正されている。

^{d)} ^{b)} と同じ。ただし SGII 相互作用による。

^{e)} ^{c)} と同じ。ただし SGII 相互作用による。

^{f)} Ref. [36].

^{g)} 本実験の結果。

表 7: 理論と、実験で得られた ^{208}Bi の IAS から ^{207}Pb の中性子空孔状態へ崩壊の分岐比と、エスケープ巾。すべての巾の単位は keV。

Decay channel	$E_x^a)$ (keV)	theor				exp ^{f)}		exp ^{g)}	
		ref. [40] ^{b)}	ref. [40] ^{c)}	ref. [40] ^{d)}	ref. [40] ^{e)}	$\Gamma_{pi}^I/\Gamma^I)$	Γ_{pi}^I	$\Gamma_{pi}^I/\Gamma^g)$	Γ_{pi}^I
$3p_{1/2}$	0	0.346	0.237	0.171	0.137	0.224 ± 0.007	51.9 ± 1.6	0.22 ± 0.02	52.3 ± 5.7
$2f_{5/2}$	570	0.086	0.061	0.008	0.006	0.114 ± 0.009	24.6 ± 2.0	incl. in $p_{3/2}$	incl. in $p_{3/2}$
$3p_{3/2}$	898	0.287	0.196	0.198	0.157	0.279 ± 0.015	64.7 ± 3.4	0.34 ± 0.04	80.9 ± 9.5
$1i_{13/2}$	1633	0.011	0.010	0.007	0.006			-	-
$2f_{7/2}$	2340	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	0.002	0.004	0.018 ± 0.003	4.2 ± 0.6	0.015 ± 0.007	3.6 ± 1.6
$1h_{9/2}$	3413	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$			-	-
$\sum_i \Gamma_{pi}^I/\Gamma$		0.730	0.504	0.386	0.310	0.63 ± 0.03	147.2 ± 7.0	0.58 ± 0.09	136.8 ± 21.8
Γ		152	152	99	99		232 ^{h)}		232 ^{h)}

^{a)} Nuclear Data Sheet.

^{b)} SIII 相互作用による。終状態は純粹な Hartree-Fock 近似の結果。

^{c)} SIII 相互作用による。エネルギーおよび、波動関数は現象論的な値を用いて補正されている。

^{d)} ^{b)} と同じ。ただし SGII 相互作用による。

^{e)} ^{c)} と同じ。ただし SGII 相互作用による。

^{f)} Ref. [59].

^{g)} 本実験の結果。

^{h)} Ref. [49] から取った。

参考文献

- [1] J.I. Fujita and K. Ikeda, Nucl. Phys. **67**, 145 (1965).
- [2] K. Ikeda, S. Fujii, and J.I. Fujita, Phys. Lett. **3**, 271 (1963).
- [3] R.R. Doering, A. Galonsky, D.M. Patterson, and G.F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **35**, 1961 (1975).
- [4] P.H. Bowen, C. Cox, G. Huxtable, J.P. Scanlon, J.J. Thresher, and A. Langsford, Nucl. Phys. **30**, 475 (1962).
- [5] K. Ikeda, S. Fujii, and J.I. Fujita, Phys. Lett. **2**, 169 (1962).
- [6] D.E. Bainum, J. Rapaport, C.D. Goodman, D.J. Horen, C.C. Foster, M.B. Greenfield, and C.A. Goulding, Phys. Rev. Lett. **44**, 1751 (1980).
- [7] C.D. Goodman, C.A. Goulding, M.B. Greenfield, J. Rapaport, D.E. Bainum, C.C. Foster, W.G. Love, and F.P. Petrovich, Phys. Rev. Lett. **44**, 1755 (1980).
- [8] C. Gaarde, J.S. Larsen, M.N. Harakeh, S.Y. van der Werf, M. Igarashi, and A. Müller-Arnke, Nucl. Phys. **A334**, 248 (1980).
- [9] D.J. Horen, C.D. Goodman, C.C. Foster, C.A. Goulding, M.B. Greenfield, J. Rapaport, D.E. Bainum, E. Sugarbaker, F. Petrovich, and W.G. Love, Phys. Lett. **95B**, 27 (1980).
- [10] C. Gaarde, J. Rapaport, T.N. Taddeucci, C.D. Goodman, C.C. Foster, D.E. Bainum, C.A. Goulding, M.B. Greenfield, D.J. Horen, E. Sugarbaker, Nucl. Phys. **A369**, 258 (1981).
- [11] D.J. Horen, C.D. Goodman, D.E. Bainum, C.C. Foster, C. Gaarde, C.A. Goulding, M.B. Greenfield, J. Rapaport, T.N. Taddeucci, E. Sugarbaker, T. Masterson, S.M. Austin, A. Galonsky, and W. Sterrenburg, Phys. Lett. **99B**, 383 (1981).
- [12] C. Gaarde, in: Proceedings of the Niels Bohr Centennial Conference, Copenhagen, May 20-24, 1985, edited by R. Broglia, G. Hagemman,

- B. Herskind, (North-Holland Physics Publishing, Amsterdam, 1985), p. 499.
- [13] G.F. Bertsch and, I. Hamamoto, Phys. Rev. C **26**, 1322 (1982).
 - [14] F. Osterfeld, Phys. Rev. C **26**, 762 (1982).
 - [15] S. Drozdz, S. Nishizaki, J. Speth, and J. Wambach, Phys. Reports **197**, 1 (1990).
 - [16] A. Arima, K. Shimizu, W. Bentz and, H. Hyuga Advances in Nucl. Phys. **18**, 1 (1987).
 - [17] F. Osterfeld, Rev. Mod. Phys. **64**, 64 (1992).
 - [18] W.G. Love and, M.A. Franey, Phys. Rev. C **32**, 1073 (1981).
 - [19] M.A. Franey and, W.G. Love, Phys. Rev. C **31**, 448 (1985).
 - [20] J. Rapaport Workshop on Fundamental Symmetries and Nuclear structure, Santa Fe (1989)
 - [21] I. Bergqvist, A. Brockstedt, L. Carlén, L.P. Ekström, B. Jakobs-son, C. Ellegaard, C.Gaarde, J.S. Larsen, C. Goodman, M. Bed-jidian, D. Contardo, J.Y. Grossiord, A. Guichard, R. Haroutunian, J.R. Pizzi, D. Bachelier, J.L. Boyard, T. Hennino, J.C. Jourdain, M. Roy-Stephan, M. Boivin, and P. Radvanyi, Nucl Phys. **A469**, 648 (1987).
 - [22] A. Galonsky, J.P. Didelez, A. Djaloeis, and W. Oellert, Phys. Lett. **74B**, 176 (1978).
 - [23] D. Ovazza, A. Willis, M. Morlet, N. Marty, P. Martin, P. de Saintignon, and M. Buenerd, Phys. Rev. C **18**, 2438 (1978).
 - [24] S.L. Tabor G. Neuschaefer, F. Petrovich, C.C. Chang, A. Guterman, M.T. Collins, D.L. Friesel, C. Glover, and S.Y. van der Werf, Nucl. Phys **A422**, 12 (1984).
 - [25] W.A. Sterrenburg, M.N. Harakeh, S.Y. van der Werf, A. van der Woude, Nucl. Phys. **A405**, 109 (1983).

- [26] S.Y. van der Werf, S. Brandenburg, P. Grasduk, W.A. Sterrenburg, N.M. Harakeh, M.B. Greenfield, B.A. Brown, M. Fujiwara, Nucl. Phys. **A496**, 305 (1989).
- [27] J.Jänecke, F.D. Beccetti, A.M. van der Berg, G.P.A. Berg, G. Brouwer, M.B. Greenfield, M.N. Harakeh, M.A. Hofstee, A. Nadasen, D.A. Roberts, R. Sawafta, J.M. Schippers, E.J. Stephenson, D.P. Stewart, and S.Y. van der Werf, Nucl Phys. **A526**, 1 (1991).
- [28] International Review of Nuclear Physics-Vol. 7, *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, edited by J. Speth (World Scientific, Singapore, 1991) p.233.
- [29] S. Yoshida and, S. Adachi Z. Phys. A **325**, (1986) 441.
- [30] T.D. Thomas Nucl. Phys. **53** (1964) 577.
- [31] N.M. Harakeh private communication RCNP.
- [32] A. Moalem, W. Benenson, G.M. Crawley, and T.L. Khoo, Phys. Lett. **61B**, 167 (1976).
- [33] H. Ejiri *et al.*, Journal de Physique **C4**, 135 (1984).
- [34] A. Bracco, J.R. Beene, N. Van Giai, P.F. Bortignon, F. Zardi, and R.A. Broglia, Phys. Rev. Lett.**60**, 2603 (1988).
- [35] S.Brandenburg, W.T.A. Broghols, A.G Drentje, van der Worude, M.N. Harakeh, L.P. Ekström, A. Håkanson, L. Nilsson, N. Olsson, and R. De Leo, Phys. Rev. C **39** 2448 (1989).
- [36] C. Gaarde, S. Larsen, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, and S.Y. van der Werf, Phys. Rev. Lett. **46**, 902 (1981).
- [37] J.A. Bordewijk, A. Bakanda, D. Beaumel, J.Blomgren S. Brandenburg, G. van 't Hof, N.M. Harakeh, M.A. Hofstee, J. Jänecke, A. Kraznahorkay, H. Laurent, L. Nilsson, N. Olsson, R. Perrino, R. Siebekink, P.O Söderman, S.Y. van der Werf, and, A. van der Werf Nucl. Phys. **A574**, 453 (1994).

- [38] N. Van Giai, P.F. Bortignon, A. Bracco, and R.A. Broglia, *Phys. Lett.* **B233**, 1 (1989).
- [39] V.G. Guba and M.G. Urin, *Nucl. Phys.* **A460**, 222 (1986).
- [40] G. Coló, N. Van Giai, P.F. Bortignon, and R.A. Broglia *Phys. Rev. C* **50** 1496 (1994).
- [41] T. Udagawa, D.P. Knobles, and S.A. Stotts, *Nucl. Phys.* **A577**, 67c (1994).
- [42] S.E. Muraviev and M.G. Urin, *Nucl. Phys.* **A572**, 267 (1994); and *Proc. IV Int. Conf. on Selected Topics in Nuclear Structure*, Dubna, Russia, 5-9 July, 1994
- [43] H. Laurent, S. Galés, D. Beaumel, G.M. Crawley, J.E. Finck, S. Fortier, J.M. Maison, C.P. Massolo, D.J. Mercer, J.S. Winfield, G.H. Yoo, *Nucl. Phys.* **A569** 297c (1994).
- [44] C.D. Goodman, J. Rapaport, D.E. Bainum, and C.E. Brient, *Nucl. Instr. and Meth.* **151** 125 (1978).
- [45] I. Miura, T. Yamazaki, A. Shimizu, K. Hosono, T. Itahashi, T. Saito, A. Ando, K. Tamura, K. Hatanaka, M. Kibayashi, M. Uraki, H. Ogata, M. Kondo, and H. Ikegami, *RCNP Ann. Rep.* (1991) p. 149.
- [46] M. Fujiwara, in *Proc. 5th French-Japan Symposium on Nuclear Physics*, Dogashima, Japan (Sep. 26-23, 1989) p.348.
- [47] T. Noro, M. Fujiwara, O. Kamigaito, S. Hirata, Y. Fujita, A. Yamagoshi, T. Takahashi, H. Akimune, Y. Sakemi, M. Yosoi, H. Sakaguchi, and J. Tanaka, *RCNP Ann. Rep.* (1991) p. 177.
- [48] CERN Program Library Long Writeup Q121 (1993).
- [49] R. Melzer, P. von Brentano, and H. Paetz gen. Schieck, *Nucl. Phys.* **A432**, 363 (1985).

- [50] A. Erell, J. Alster, J. Lichtenstadt, M.A. Moinester, J.D. Bowman, M.D. Cooper, F. Irom, H.S. Matig, E. Piasetzky, and U. Sennhauser, *Phys. Rev. C* **34**, 1822 (1986).
- [51] J. Jänecke K. phan, D.A. Robert, D. Stewart, M.N. Harakeh, G.P.A Berg, C.C. Foster, J.E. Lisantti, R. Sawafuta, E.J. Stephenson, A.M. van den Berg, S.Y. van der Werf, S.E. Muraviev and, M.H. Urin *Phys. Rev C* **48** 2828 (1993).
- [52] K. Pham, J. Jänecke, D.A. Roberts, M.N. Harakeh, G.P.A. Berg, S. Chang, J. Liu, E.J. Stephenson, B.F. Davis, H. Akimune, and M. Fujiwara, *Phys. Rev. C* **51**, 526 (1995).
- [53] T.N. Taddeucci, C.A. Goulding, T.A. Carey, R.C. Byrd, C.D. Goodman, C. Gaarde, J. Larsen, D. Horen, J. Rapaport, and E. Sugarbaker, *Nucl. Phys. A* **469**, 125 (1987).
- [54] M. Fujiwara, H. Akimune, I. Daito, H. Ejiri, Y. Fujita, M.B. Greenfield, M.N. Harakeh, R. Hazama, T. Inomata, J. Jänecke, N. Kudomi, S. Nakayama, K. Shinmyo, A. Tamii, M. Tanaka, H. Toyokawa, and M. Yosoi, *Nucl. Phys. A* **577**, 43c (1994).
- [55] S. Ramman et al., *At. Data Nucl. Data Tables* **21**, 567 (1978).
- [56] C.D. Goodman, R.C. Byrd, I.J. Van Heerden, T.A. Carey, D.J. Horen, J.S. Larsen, C. Garrde, J. Rapaport, T.P. Welch, E. Sugarbaker, and T.N. Taddeucci, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 877 (1985).
- [57] J. Jänecke, private communication.
- [58] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A* **433**, 1 (1985).
- [59] S.Y. van der Werf, M.N. Harakeh, and E.N.M. Quint, *Phys. Lett. B* **216**, 15 (1989) and references therein.